

Gleitung und Erholung
während plastischer Verformung
kristalliner Stoffe bei hoher Temperatur

von
Wolfgang Blum

Erlangen 1978

**Gleitung und Erholung
während plastischer Verformung
kristalliner Stoffe bei hoher Temperatur**

**Dem Fachbereich Ingenieurwissenschaften
der Universität Erlangen-Nürnberg**

vorgelegte

Habilitationsschrift

von

Wolfgang Blum

Erlangen 1978



Tag der Habilitation:

10. NOV. 1978

Die vorliegende Schrift ist das Ergebnis einer längeren Auseinandersetzung mit dem Thema der plastischen Verformung bei hoher Temperatur am Institut für Werkstoffwissenschaften (Lehrstuhl Prof. Dr. B. Ilchner). Herrn Prof. Ilchner, der die Arbeit angeregt hat, bin ich für seine Förderung durch Rat und Tat zu großem Dank verpflichtet. Ich danke den Mitarbeitern meiner Arbeitsgruppe für die von ihnen mit großem persönlichen Einsatz durchgeführten experimentellen Untersuchungen, meinen Kollegen und Mitarbeitern für ihre Diskussionsbereitschaft, den technischen Mitarbeitern des Lehrstuhls für ihre entgegenkommende Unterstützung und der Deutschen Forschungsgemeinschaft für finanzielle Förderung im Rahmen mehrerer Forschungsvorhaben.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

Gliederung

Seite

1.	Einleitung	2
2.	Stationäre Versetzungsstruktur reiner Stoffe	7
2.1	Subkorngröße	7
2.2	Versetzungsdichte im Subkorninnern	11
2.3	Versetzungslänge pro Subkornrenzfläche	14
3.	Gleitprozeß während des Kriechens	19
3.1	Einleitung	19
3.2	Aktivierungsfläche	23
3.3	Athermische Spannung	27
3.31	Meßverfahren	27
3.32	Vergleich mit Versetzungsstruktur	30
3.4	Konsistenzprüfung	34
3.5	Aktivierungsenergie	37
3.6	Zusammenfassung	38
4.	Erholung während Verformung	39
4.1	Erholungsrate	39
4.2	Versetzungsvernichtungsrate	40
4.3	Mechanismus der Versetzungsvernichtung	44
4.31	Zum Begriff der Versetzungsvernichtung	44
4.32	Versetzungsstricken an Subkorngrenzen	48
4.321	Stricken einzelner Versetzungen	48
4.322	Wandern von Subkorngrenzen	63
4.4	Erholung nach stationärer Verformung	66
4.5	Zusammenfassung	68
5.	Mechanismus stationärer Verformung	70
5.1	Strickmodell	70
5.2	Effektive Spannung	74
5.3	Anwendungsbereich des Strickmodells	77
	Literaturverzeichnis	

1. Einleitung

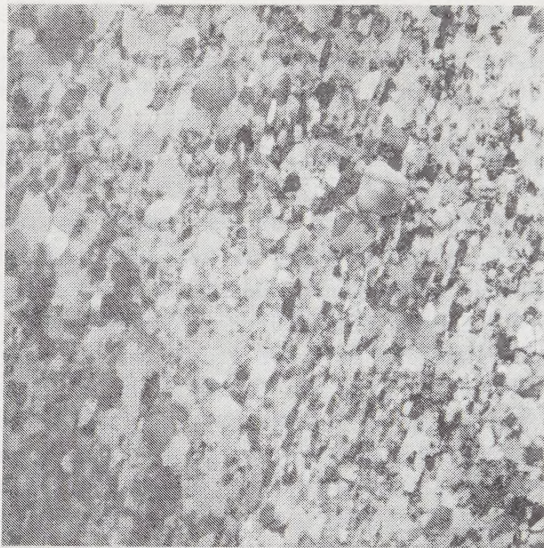
Seit langem ist die mit plastischer Verformung verbundene Verfestigung Gegenstand der Forschung /1, 2, 3/. Wird ein kubisch-flächenzentrierter Einkristall mit konstanter Verformungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}$ beansprucht, so beginnt er sich schon vor Erreichen der kritischen Schubspannung mit Versetzungen anzufüllen. Mit dem Einsetzen der Mehrfachgleitung fängt der Bereich II starker Verfestigung an. Er ist verbunden mit der Ausbildung komplexer Versetzungsanordnungen in Form von Schichten und Wänden parallel bzw. senkrecht zur Hauptgleitebene /2/. Fehlt die Bevorzugung eines Gleitsystems, wie dies bei $\langle 100 \rangle$ -orientierten kfz Einkristallen der Fall ist, so bildet sich von Beginn der Verformung an eine gleichachsige Zellstruktur aus /4/. Mit fortschreitender Verformung ϵ nimmt im Bereich III der Verfestigungskurve der anfänglich hohe Verfestigungskoeffizient $d\sigma/d\epsilon$ (σ : Spannung) kontinuierlich ab und strebt auch bei tiefen Temperaturen dem Wert Null zu /5, 6/. Verformung bei $d\sigma/d\epsilon = 0$, d.h. bei gleichzeitig konstanten Werten von Verformungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}$ und Spannung σ , wird "stationär" genannt /7/. Im Idealfall konstanter Mikrostruktur S gilt bei stationärer Verformung eine mechanische Zustandsgleichung /7, 8/:

$$f_s(\sigma, \dot{\epsilon}) = 0 \quad S, T = \text{const.} \quad (1)$$

(T: Temperatur). Die symmetrische Form der Zustandsgleichung bringt zum Ausdruck, daß man einen Bereich stationärer Verformung sowohl im "Kriechversuch" bei konstanter Spannung als auch im Versuch bei konstanter Verformungsgeschwindigkeit erreichen kann. Im ersten Fall stellt sich eine stationäre Kriechgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_s$, im zweiten eine stationäre Fließspannung, auch Sättigungsspannung genannt /5, 6/, ein. Im stationären Bereich sind die Prozesse dynamischer Erholung, die die Abnahme von $d\sigma/d\epsilon$ verursachen /1, 9, 10, 11/, so wirksam, daß sie die Verfestigung vollständig kompensieren. Mikroskopisch bedeutet dies, daß sich die stationäre Verset-

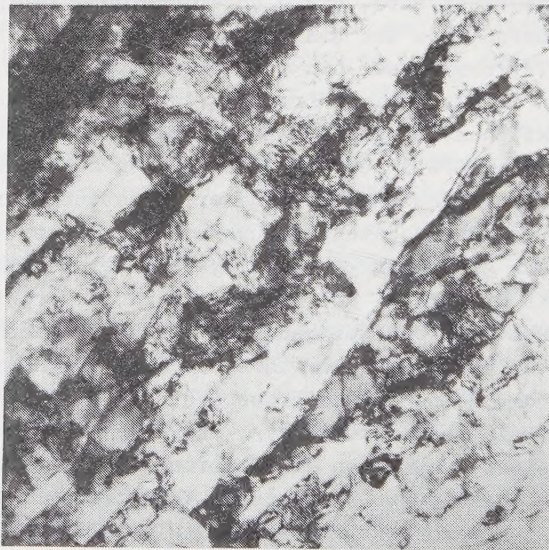
zungsstruktur im Zustand eines stabilen dynamischen Gleichgewichts befindet. In diesem Endzustand der Versetzungsstrukturausbildung sind die flächenhaften Versetzungsanordnungen, die sich im Laufe der Verfestigung gebildet haben, zu Subkorn Grenzen entwickelt /7, 8, 11/.

Bei tiefer Temperatur ist der stationäre Bereich der plastischen Verformung in der Regel im Zugversuch nicht erreichbar, da aufgrund der hohen Spannungsempfindlichkeit der Verformungsgeschwindigkeit Einschnürung zu vorzeitigem Bruch führt /6/. Dagegen genügen bei hoher Temperatur oberhalb etwa $0.7 T_m$ (T_m : Schmelzpunkt) oft wenige Prozente Dehnung zum Erreichen stationärer Verformung /7/. Von daher ist verständlich, daß häufig "zeitunabhängige Verfestigung" bei $\dot{\epsilon} = \text{const.}$ als Tieftemperaturphänomen angesehen wird, während "zeitabhängiges Kriechen" bei $\sigma = \text{const.}$ dem Bereich hoher Temperaturen zugeordnet wird. Diese Unterscheidung ist jedoch insofern irreführend, als der Eindruck entstehen kann, Erholung während Verformung sei ein auf hohe Temperaturen beschränkter, rein zeitabhängiger Prozeß. Richtig ist, daß die Versetzungsstruktur unabhängig von der Temperatur den Zustand stabilen dynamischen Gleichgewichts anzustreben sucht. Wenn auch die praktische Bedeutung stationärer Versetzungsstrukturen mehr im Bereich des Hochtemperaturkriechens liegt, so sind sie doch auch bei niedriger homologer Temperatur $T/T_m < 0.5$ von Interesse als Grenzfall, auf den hin sich die Versetzungsstruktur entwickelt und der bei genügend starker Verformung mittels geeigneter Verformungsverfahren auch wirklich erreicht wird. In die Reihe der dafür berichteten Beispiele (etwa /12/) paßt die Beobachtung /13/, daß sich in Drehspänen aus Al und aus einer gehärteten Al-Legierung Subkornstrukturen finden (Bild 1), die den stationären Versetzungsstrukturen (Abschnitt 2) außerordentlich ähnlich sind. Die Größe der Subkörner entspricht der aufgrund der Spannungs-Dehnungskurven bei Raumtemperatur und der Spannungsabhängigkeit der stationären Subkorngröße (Abschnitt 2.1) zu erwartenden /13/.



a

2 μm



b

0.2 μm

Bild 1 Subkornstruktur in Drehspänen, die mit niedriger Drehgeschwindigkeit von Zylindern aus a) geglühtem, substrukturfreiem Reinstaluminium, b) θ' -gehärtetem RR 350 (AlCuNiFeCo) abgenommen wurden

Als Zustand stabilen dynamischen Gleichgewichts ist stationäre Verformung unabhängig von der Verformungsvorgeschichte. Der experimentelle Nachweis ergibt sich bereits daraus, daß sich nach zeitweiliger Unterbrechung stationären Kriechens durch beliebige Spannungswechsel stets das gleiche Wertepaar von Spannung und stationärer Verformungsgeschwindigkeit entsprechend der Zustandsgleichung (1) wieder einstellt /7, 14/. Auch der direkte Vergleich der bei konstantem $\dot{\epsilon}$ und bei konstantem σ eingestellten stationären Zustände bestätigt die Eindeutigkeit des stationären Verformungszustands /6/. Schließlich zeigt der Vergleich verschiedener Beanspruchungsarten (Zug, Druck, Torsion, Strangpressen) /5, 16, 17/ keine Unterschiede im stationären Verformungsverhalten von Al, abgesehen davon, daß von Myshlyaev /18/ gewisse Unterschiede im Aufbau der Subkorgrenzen berichtet werden. Die obigen Aussagen gelten für den stationären Verformungszustand, wenn stationäre Verformung als Verformung bei stationärer, im dynamischen Gleichgewicht befindlicher Versetzungsstruktur verstanden wird, wie es in dieser Arbeit durchgängig geschieht. Dies ist eine mikroskopische Definition stationärer Verformung. Für die Praxis ist die Gültigkeit einer makroskopischen stationären Zustandsgleichung oft von primärem Interesse. Bei der Definition stationärer Verformung durch die Zustandsgleichung (1) muß allerdings beachtet werden, daß die Voraussetzung konstanter Mikrostruktur S i. a. nicht gegeben ist. Daher ist mikroskopische Stationarität normalerweise etwas völlig anderes als makroskopische bei $S \neq \text{const}$. Die ungenügende Unterscheidung zwischen beiden Stationaritätsdefinitionen ist eine Quelle scheinbarer Widersprüche in der Literatur. Im folgenden ist unter Stationarität stets die mikroskopische Stationarität zu verstehen.

Erholung ist oben eingeführt worden als die Gesamtheit derjenigen Versetzungsreaktionen, die zu einer Abnahme des Verfestigungskoeffizienten führen. Diese der Verfestigung

entgegenwirkenden Prozesse bestimmen offenbar den stationären Verformungszustand, der sich bei gegebener Temperatur und Beanspruchung einstellt. Trotz dieser großen Bedeutung der Erholungsprozesse für stationäre Verformung und damit für Verformung bei hoher Temperatur bzw. großen Dehnungsgraden sind direkte Beobachtungen der während plastischer Verformung ablaufenden Erholungsprozesse äußerst selten im Vergleich zum Studium von Verfestigungsprozessen. Meist wird Erholung in indirekter Weise zu erfassen versucht (Abschnitt 4.1). Im folgenden wird der Versuch unternommen, ausgehend von elektronenmikroskopischen Beobachtungen den Erholungsmechanismus zu beschreiben (Abschnitt 4.2 ff.). Dabei stellt sich heraus, daß die allgemein übliche Voraussetzung, Erholung und Versetzungsgleiten seien voneinander unabhängige Prozesse, zweifelhaft ist (Abschnitt 4.3). Es wird ein Erholungsmodell entwickelt, welches von der direkten Beteiligung des Versetzungsgleitens bei der Erholung ausgeht (Abschnitt 5.1). Aus der Erholungskinetik ergibt sich eine Beschreibung der Geschwindigkeit $\dot{\epsilon}_s$ stationärer Verformung.

Eine alternative Beschreibung von $\dot{\epsilon}_s$ ist möglich ausgehend vom Gleiten der Versetzungen (Abschnitt 3). Durch Spannungswechselversuche sind die Kenngrößen thermisch aktivierten Gleitens bestimmt worden (Abschnitte 3.2, 3.3). Als kritische Größe erweist sich die effektive Spannung für thermisch aktiviertes Gleiten bzw. die athermische Spannungskomponente oder "innere Spannung" /7/ σ_G . Insbesondere die Ergebnisse zum anomalen Übergangskriechen sind nicht vereinbar mit den üblichen Ansätzen für den Zusammenhang zwischen σ_G und der Versetzungsanordnung (Abschnitt 3.32). Die Diskussion der effektiven Spannung wird im Zusammenhang mit der modellmäßigen Beschreibung stationärer Verformung wieder aufgegriffen (Abschnitt 5.2). Nach der Darstellung des Standes der Modellentwicklung wird abschließend der Anwendungsbereich der Modellvorstellungen diskutiert (Abschnitt 5.3).

2. Stationäre Versetzungsstruktur reiner Stoffe

2.1 Subkorngröße

Das auffallendste Charakteristikum der stationären Versetzungsstruktur reiner Stoffe ist ihre Inhomogenität. Bild 2a zeigt das Netz durch Versetzungsätzung sichtbar gemachter Subkorn Grenzen, welches die Körner eines NaCl-Polykristalls nach dessen stationärer Verformung im Druckkriechversuch überzieht /19/. Das gleiche Phänomen der Subkornbildung, sichtbar gemacht mittels elektronenmikroskopischer Durchstrahlung, gibt Bild 2b am Beispiel von im Zugkriechversuch stationär verformtem Al wider. Die Bildung von Subkorn Grenzen während Verformung bei erhöhter Temperatur ist in zweierlei Hinsicht plausibel. Erstens ist Subkornbildung ein allgemein bekannter Erholungsprozeß. Durch ihn werden die langreichweitigen Spannungsfelder einzelner Versetzungen in Spannungsfelder kurzer Reichweite (von der Größenordnung des Versetzungsabstandes in Subkorn Grenzen /20/) überführt. Sein Auftreten während stationärer Verformung, welche entscheidend auf der Mitwirkung von Erholungsprozessen beruht, ist daher zu erwarten. Zweitens sind die Ansätze zur Subkornbildung in Form der Ausbildung einer Versetzungszellstruktur bereits im Bereich der Verfestigung (etwa kubisch-flächenzentrierter Metalle bei Raumtemperatur, vgl. Abschnitt 1) zu erkennen. Durch eine Erholungsglühung der in Nb im Laufe der Verfestigung eingeführten Zellstruktur konnte direkt gezeigt werden /21/, daß die Zellgrenzen bereits diejenigen "Überschußversetzungen" enthalten, die die Ursache eines Orientierungsunterschiedes zwischen benachbarten Zellen sind und nach der Erholungsglühung, bei der bevorzugt die in Dipolkonfiguration befindlichen Versetzungen verschwinden, in Form von Subkorn Grenzen übrig bleiben. Die stationäre Subkornstruktur kann als Endprodukt der Zellstrukturentwicklung aufgefaßt werden, welches durch die unter den gegebenen Beanspruchungsbedingungen ablaufenden Erholungsvorgänge in einen möglichst niedri-

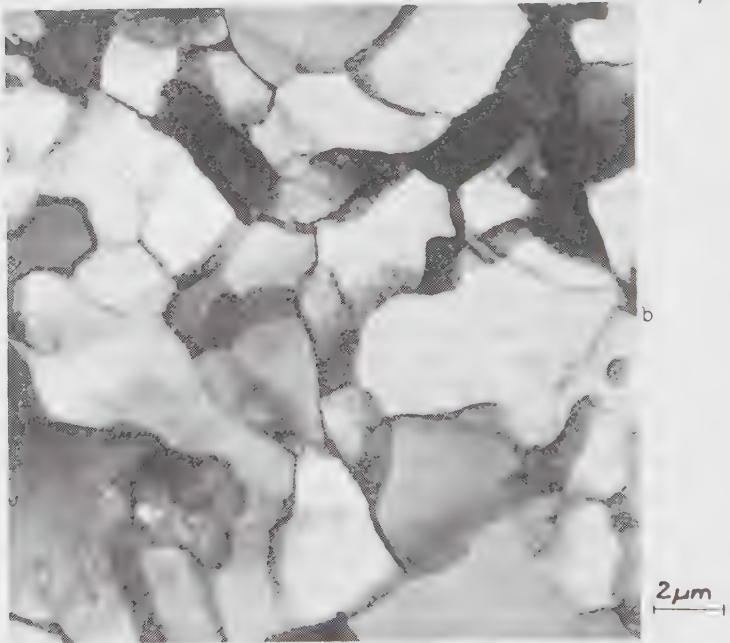
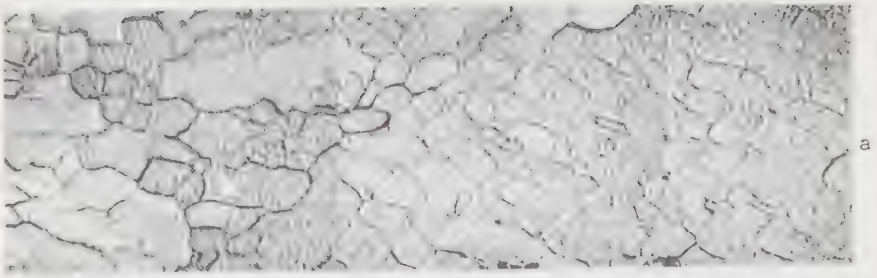


Bild 2 Stationäre Subkornstruktur in

- a) NaCl-Polykristall (undotiert),¹² im Druckkriechversuch bei 633 K und 8.4 MNm⁻² bis $\epsilon = -0.535$ verformt, geätzte Längsschnittfläche
- b) Reinstaluminium, im Zugkriechversuch bei 473 K und 35 MNm⁻² verformt, elektronenmikroskopische Durchstrahlungsaufnahme /29/

gen Energiezustand gebracht worden ist.

Das einfachste Kennzeichen der Subkornstruktur ist die mittlere, lineare Subkorngröße L . Da die Subkörner gleichachsrig sind und die Subkorn Grenzen in guter Näherung statistisch angeordnet sind, ist L ein Maß für die mittlere Subkorn Grenzfläche pro Volumen, S_V /22/:

$$S_V = 2/L \quad (2)$$

Es ist bekannt, daß die stationäre Subkorngröße L_s umgekehrt proportional zur angelegten Spannung σ ist gemäß /7, 17, 23/:

$$L_s/b = z_1 (\sigma/G)^{-1} \quad z_1 = \text{const.} \quad (3)$$

(b: Burgersvektor, G: Schubmodul). z_1 liegt typischerweise zwischen 5 und 80 /23/. Für NaCl und AlZn beträgt z_1 35 bzw. 28 (Bild 3).

Eine bislang umstrittene Frage war /7/, ob die Beziehung (3) nicht nur näherungsweise, sondern exakt gilt oder ob der Spannungsabhängigkeit von L_s noch eine schwache, explizite Temperaturabhängigkeit überlagert ist. Letzteres wurde

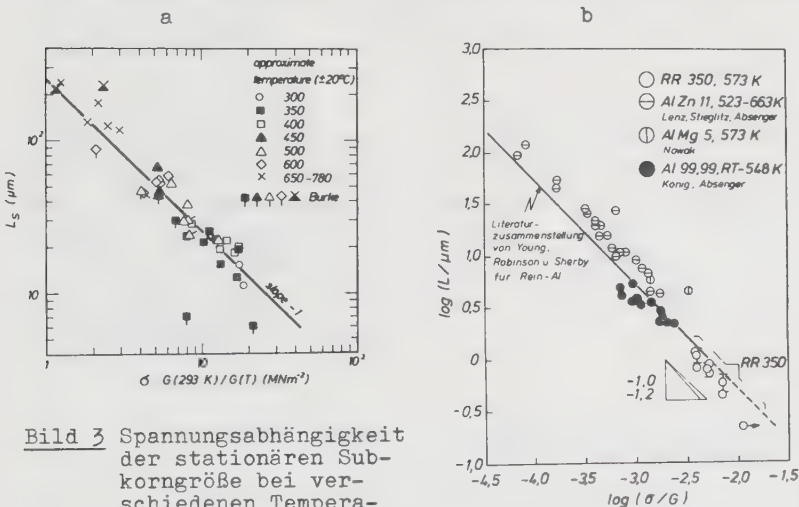


Bild 3 Spannungsabhängigkeit der stationären Subkorngröße bei verschiedenen Temperaturen

a: NaCl, eigene Daten und Werte von Burke /24/.

b: Al und Al-Legierungen, eigene Daten /26/ und Daten von Young et al. /25/

von Streb und Reppich /27/ für LiF berichtet und dadurch gedeutet, daß die Größe σ in Beziehung (3) bei genauer Betrachtung durch die Größe σ_G , die athermische Komponente der Spannung, zu ersetzen ist, welche explizit temperaturabhängig sein sollte (vgl. auch Abschnitt 3.32). Wegen der verhältnismäßig großen Varianz der Größenverteilung von L ist diese Frage nicht einfach zu entscheiden. Sorgfältige Messungen von L an großen Montagen elektronenmikroskopischer Aufnahmen haben jedoch ergeben, daß in Reinstaluminium und in AlZn keine explizite Temperaturabhängigkeit von L_s nachweisbar ist /28/ (Bild 3b). Dieses direkte elektronenmikroskopische Ergebnis kann auf indirekte Weise, nämlich durch Untersuchung des Übergangskriechens nach Temperaturwechseln, überprüft werden /29/. Dabei geht man von

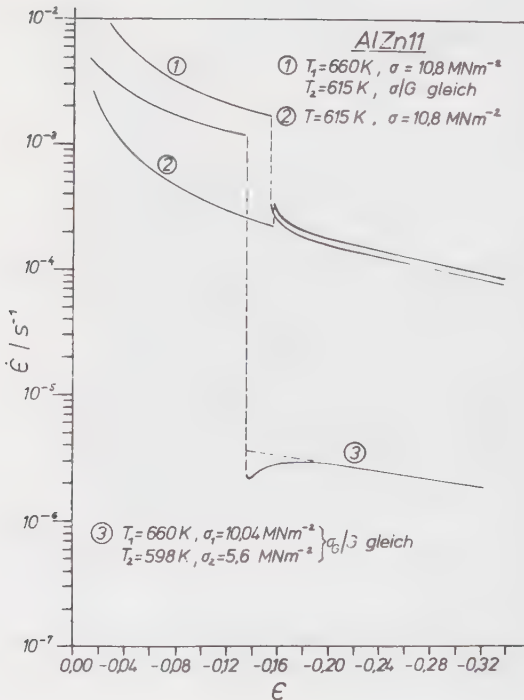


Bild 4

Übergangskriechen von Al-11%Zn nach Temperaturerniedrigung von 660 K auf 615 bzw. 598 K bei konstantem σ/G (Kurve 1) bzw. konstantem σ_2/G (Kurve 3). Kriechkurve 2 zeigt die Wirkung einer Unterbrechung des Kriechens durch Entlasten bei 615 K. Der auf die Entlastung folgende Übergangskriechbereich ist vergleichbar dem in Kurve 1 auftretenden.

dem aus Spannungswechselversuchen mit nicht zu großer⁺) Änderung der Spannung erhaltenen Befund aus, daß ein ausgeprägter nichtstationärer Verformungsbereich i.a. Ausdruck einer Änderung der Subkorngröße ist, während sich die Dichte ϱ_i der im Subkorninnern angeordneten Versetzungen vergleichsweise rasch auf den neuen stationären Wert einpendelt /7, 27, 30, 31, 32, 33/. Dieses "Nachhinken" der Substrukturentwicklung ist ohne weiteres dadurch erklärbar, daß für die Änderung der Subkorngröße im Gegensatz zur Änderung von ϱ_i Neubildung bzw. Auflösung von Subkorgrenzen erforderlich ist, was nicht allein durch Versetzungsgleiten geschehen kann. Reduziert man nun Spannung und Temperatur derart, daß der schubmodulnormierte, athermische Spannungsanteil σ_G , der nach der Spannungswechselmethode (vgl. Abschnitt 3.3) ermittelt worden ist, konstant bleibt, so findet man in AlZn ein deutliches Übergangskriechen mit ansteigender Verformungsgeschwindigkeit /28/ (Bild 4). Da AlZn ein Material mit "normalem" Übergangskriechverhalten /7/ ist, bedeutet dieser Übergangskriechbereich eine Zunahme der Subkorngröße. Diese entspricht der Abnahme der Spannung gemäß Beziehung (3). Wäre L_s eine Funktion von σ_G statt von σ , hätte kein ausgeprägter Übergangsbereich auftreten dürfen. Hält man dagegen bei der Temperaturerniedrigung σ/G konstant, wird außer dem durch Erholung während der Temperaturänderung im entlasteten Zustand bedingten kein Übergangsbereich gefunden (Bild 4). Analoge Experimente wurden von König an Reinstaluminium durchgeführt /29/. Die Experimente bestätigen den mikroskopischen Befund der Richtigkeit der Beziehung (3).

2.2 Versetzungsdichte im Subkorninnern

Für die Abhängigkeit der stationären Versetzungsdichte im Subkorninnern, ϱ_{is} , von Spannung und Temperatur wird für eine

⁺) d.h. kein anomales Übergangskriechen (s. Abschnitt 3.32)

Vielzahl von Stoffen

$$\rho_{is}^{-1/2}/b = \alpha M (\sigma/G)^{-1} \quad \alpha = \text{const.} \quad (4)$$

(M: Taylorfaktor) berichtet /7, 23, 34/. Die Messung von ρ_i ist nicht unproblematisch. Zwar ist es möglich, die bei hoher Temperatur durch stationäres Kriechen erzeugte Versetzungsanordnung durch rasches Abkühlen unter Spannung gewissermaßen "einzufrieren". Wenn aber die Versetzungsbeweglichkeit bei Raumtemperatur nicht genügend eingeschränkt ist, um Versetzungsumordnung bis zur licht- oder elektronenmikroskopischen Abbildung der Versetzungsstruktur zuverlässig zu verhindern, wird trotz des "Einfrierens" eine i.a. systematisch zu niedrige Versetzungsdichte im Subkorninnern gemessen. Dies ist wahrscheinlich bei den ρ_i -Messungen von Orlova et al. /35/ an reinem Al der Fall /32/. Für die eigenen ρ_i -Messungen wurden daher bei Verformungstemperatur

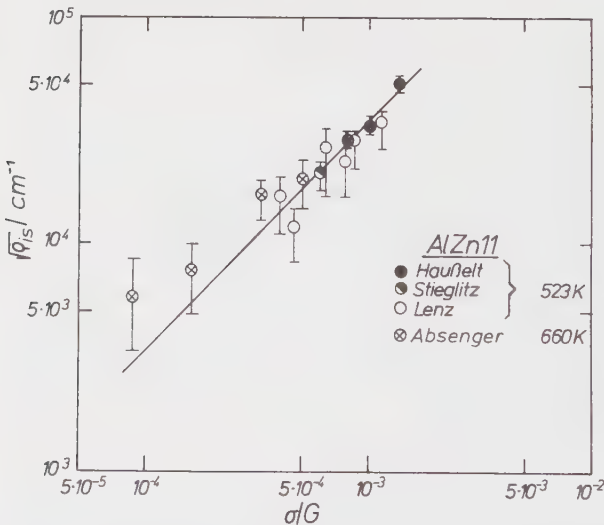


Bild 5 Stationäre Versetzungsdichte als Funktion der schubmodulnormierten Spannung für Al-11%Zn /26/

homogene Mischkristalle ausgewählt mit schwacher (AlZn) bzw. starker Mischkristallhärtung (AlMg), in denen durch Teilchen- oder Mischkristallhärtung die Versetzungen im Subkorninnern bei Raumtemperatur genügend stark verankert sind. Bild 5 zeigt die Spannungsabhängigkeit von ρ_{is} für AlZn /26/. Die Konstante α hat unabhängig von der Temperatur zwischen 523 und 660 K etwa den Wert $1/3$, wenn der Taylorfaktor M gleich 3 gesetzt wird. Dieser Wert der Konstanten α liegt sehr nahe bei dem Wert, der bei Raumtemperaturverformung für den Zusammenhang zwischen Versetzungsdichte und angelegter Spannung vielfach gefunden worden ist /9/.

Nach (3) und (4) sollte der mittlere Abstand der Versetzungen im Subkorninnern $\rho_1^{-1/2}$ die gleiche Spannungs- und Temperaturabhängigkeit besitzen wie die Subkorngröße L_s :

$$L_s = z_2 \rho_{is}^{-1/2} \quad z_2 = \text{const.} \quad (5)$$

In der Tat ist die Proportionalität zwischen beiden Größen vielfach gefunden worden /7, 36/. Sie gilt nach Aussage von Bild 6a auch für AlZn. Bild 6b gibt eine Zusammenstellung

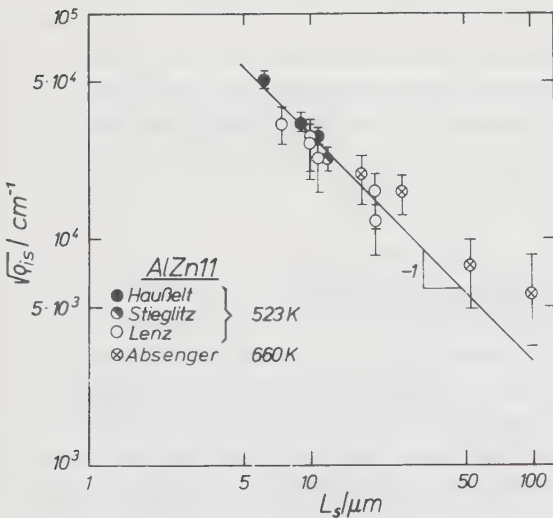


Bild 6 a

Beziehung zwischen $\rho_{is}^{-1/2}$ und L_s für Al-11%Zn /26/

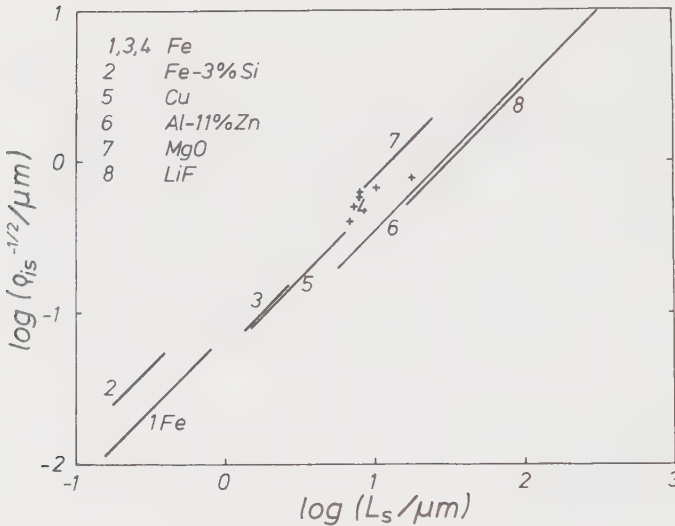


Bild 6b Beziehung zwischen $\rho_{is}^{-1/2}$ und L für Fe (1, 3), Fe-3%Si, Cu (nach der Zusammenstellung von Staker und Holt /36/), Fe (4) /37/, Al-11%Zn /26/, MgO /31/ und LiF /27/

elektronenmikroskopisch erhaltener Ergebnisse aus der Literatur für Stoffe verschiedener Kristallstruktur. Läßt man Fe-3%Si als mischkristallgehärtetes Material unberücksichtigt, liegt das Verhältnis $L_s / \rho_{is}^{-1/2} = z_2$ zwischen 13 und 32. Der eigene Wert für AlZn ist 28.

2.3 Versetzungslänge pro Subkorngrenzfläche

Zur Kenntnis der Gesamtversetzungsdichte muß neben ρ_i und L noch die mittlere Versetzungslänge pro Subkorngrenzfläche L_A bekannt sein. Unter der Annahme, daß die Größen S_V und L_A nicht korreliert sind, kann man die in Subkorngrenzen enthaltene Versetzungslänge pro Materialvolumen, ρ_b , ausdrücken als

$$\rho_b = \overline{S_V L_A} = S_V L_A \quad (6)$$

Die mikroskopische Direktbestimmung von L_A kann nach dem Schnittlinienverfahren /22/ erfolgen. Karashima und Mitarbeiter /37/ benutzten als Testlinie die Schnittlinie der jeweiligen Subkornngrenze mit einer Oberfläche der elektronenmikroskopisch durchstrahlten Folie. Da die Subkornngrenzen nicht immer Netzwerke mit gleichachsigen Maschen sind, hängt das Ergebnis für den L_A -Wert einer einzelnen Subkornngrenze von der zufälligen Orientierung der Oberfläche ab. Noch schwerwiegender wirkt sich die Unsicherheit aus, ob bei nahe beieinander liegenden Durchstoßpunkten ein oder zwei Punkte zu zählen sind. Diese Unsicherheit kommt dadurch zustande, daß die Testlinie das Bild der Subkornngrenze begrenzt. Die Verwendung eines in die senkrecht zum Elektronenstrahl ausgerichtete Subkornngrenze gelegten Kreises als Testlinie vermeidet diese Nachteile /33, 38/. Allerdings ist der für die Anwendung der Kreismethode erforderliche Aufwand vergleichsweise hoch /38/. Da gerade bei feinmaschigen Subkornngrenzen sich in der Regel ein Teil der die Subkornngrenze aufbauenden Versetzungen nicht in guter Kontrastlage befindet, hat es sich als zweckmäßig erwiesen, die Größe L_A für einzelne Subkornngrenzen aus der mittleren Fläche der einzelnen Maschen unter Annahme einer bestimmten Maschenform näherungsweise zu bestimmen /29, 33, 39/. Da bei stationärer Verformung mehr als 90% aller Subkornngrenzen Versetzungsnetzwerke darstellen /33, 37/, ist das letztgenannte Verfahren problemlos anwendbar. Es hat sich gezeigt, daß die nach den verschiedenen Methoden erhaltenen L_A -Ergebnisse gut übereinstimmen /29, 33/.

Häufig wird der Orientierungsunterschied zwischen benachbarten Subkörnern für Aussagen über den Subkornngrenzaufbau herangezogen. Für die Bestimmung von L_A hat dieses Verfahren jedoch erstens den Nachteil relativ großer experimenteller Ungenauigkeit des etwa nach der Kikuchilinienmethode (z.B. /40/) oder nach Röntgenverfahren (z.B. /41/) ermittelten Orientierungsunterschiedes und darüber hinaus den

Nachteil, daß man zur Ermittlung von L_A aus dem Orientierungsunterschied Annahmen über den Aufbau der Subkorngrenzen machen muß. Es hat sich jedoch gezeigt, daß die elektronenmikroskopischen Direktbestimmungen von L_A mit den aus Orientierungsunterschieden erhaltenen L_A -Werten brauchbar übereinstimmen /37/.

L_A ist bei gegebenem Subkorngrenzentyp proportional zu dem durch die Subkorngrenze verursachten Orientierungsunterschied. Die Frage, ob dieser im stationären Verformungszustand unabhängig von Dehnung und Spannung ist, ist immer noch umstritten /34/. Es scheint jedoch klar zu sein, daß der Orientierungsunterschied nicht unbegrenzt mit der Dehnung zunehmen kann. Das ergibt sich aus der Tatsache, daß selbst nach sehr hohen Verformungsgraden, wie sie lokal beim Strangpressen /17/ und bei spanabhebender Verformung (vgl. Abschnitt 1) auftreten, keine über das normale Maß von Größenordnungsmäßig 2° hinausgehenden Orientierungsunterschiede gefunden werden. Wäre der Orientierungsunterschied eine monoton zunehmende Funktion der Dehnung, so sollte beim Übergang der Subkorngrenzen in Großwinkelkorngrenzen (etwa 10° Orientierungsdifferenz) massive Korngrenzenwanderung als Konkurrenzprozeß zur Erholung auftreten. Dies ist in der Tat - abhängig vom Verunreinigungsgehalt - bei Einkristallen insbesondere aus Stoffen mit niedriger Stapelfehlerenergie häufig der Fall /11/, so z.B. auch für NaCl-Einkristalle /42/, ebenso häufig, etwa für Al als Stoff mit hoher Stapelfehlerenergie und für nicht hochreine Stoffe, jedoch nicht. Die eigenen Untersuchungen lassen keine Dehnungsabhängigkeit von L_A während stationärer Verformung erkennen. Daher ist L_{As} als eindeutig definierte, stationäre Größe aufzufassen.

Anders als oft in der Literatur vermutet /34/, scheint L_A aber durchaus spannungsabhängig zu sein. Die bisher an Al und Al-Legierungen vorliegenden eigenen Ergebnisse /26/ sind in Bild 7a gezeigt. Statt L_A ist hier die Größe $s = L_A^{-1}$, die von der Dimension einer Länge und proportional zum Abstand

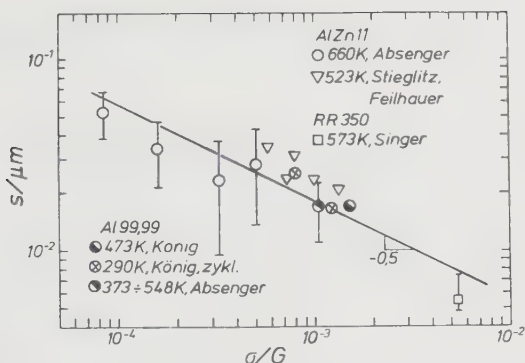


Bild 7 a

Spannungsabhängigkeit von s bei stationärer Verformung von Al-11%Zn /26/

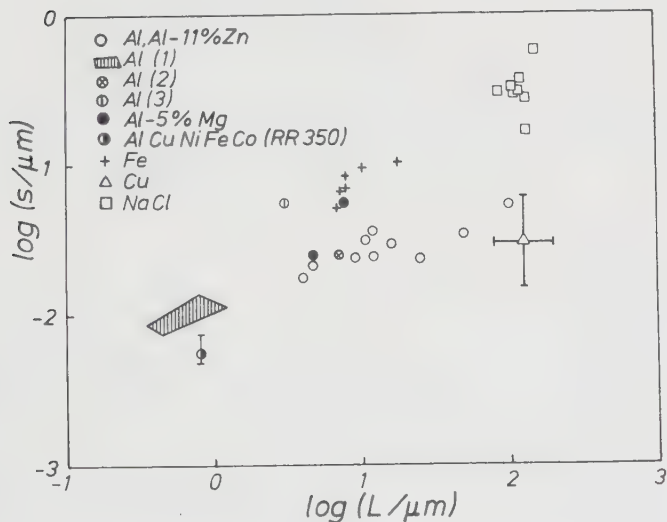


Bild 7 b Beziehung zwischen s und Subkorngröße L bei stationärer Verformung von Al, Al-11%Zn, Al-5%Mg, RR 350, NaCl (eigene Untersuchungen /26/) sowie Al ((1): /40/, (2): /35/, (3): /44/), Fe /37/, Cu /41/. s wurde nach der Linienschnittmethode aus elektronenmikroskopischen Aufnahmen ermittelt außer für NaCl (elektronenmikroskopischer Abdruck geätzter Proben, Werte vermutlich systematisch zu hoch) und für Al(2) und Cu (Orientierungsunterschied)

der Versetzungen in der Subkorngrenze ist, aufgetragen. Aus Bild 7a ergibt sich, daß die Abhängigkeit von s_s von Spannung und Temperatur durch

$$s_s/b = z_3 (\sigma/G)^{-m} \quad m = 0.5 \pm 0.15 \quad (7)$$

beschrieben werden kann. Bild 7b ist eine Literaturübersicht über die wenigen bisher vorliegenden Ergebnisse zum Zusammenhang zwischen s_s und der Subkorngröße L_s , die ihrerseits nach Beziehung (3) eine Funktion von σ/G ist, für verschiedene Stoffe. Die Proportionalität $s_s \propto L_s$ würde dem Ähnlichkeitsprinzip entsprechen: alle stationären Versetzungsabstände, s_s ebenso wie $\varrho_{is}^{-1/2}$ und L_s , wären proportional zueinander und würden sich umgekehrt proportional zu σ/G verhalten. Die auf sorgfältigen Messungen beruhenden Daten des Bildes 7a schließen jedoch die volle Gültigkeit des Ähnlichkeitsprinzips für stationäre Versetzungsstrukturen aus. Selbst die Annahme, daß die bei hohen Spannungen erhaltenen L_A -Werte aufgrund systematischer Meßfehler zu hoch liegen, vermag daran nichts zu ändern. Nimmt man nämlich an, daß die bei niedriger Spannung $\sigma = 5 \cdot 10^{-5} G$ gemessenen L_A -Werte richtig sind und daß s_s proportional zu $(\sigma/G)^{-1}$ ist, so ergeben sich für $\sigma = 5 \cdot 10^{-3} G$ s_s -Werte, die Versetzungsabständen in den Subkorngrenzen von 0.5 nm entsprechen. Bei so niedrigen Werten der Versetzungsabstände ist die Kornrenzstruktur diejenige einer Großwinkelkorngrenze und nicht mehr die einer Subkorngrenze. Da aber in Al-Legierungen keine Großwinkelkorngrenzen während Verformung gebildet werden, muß L_A wesentlich schwächer als σ/G mit der Spannung variieren.

Die Ungültigkeit des Ähnlichkeitsprinzips hat zur Folge, daß das stationäre Verhältnis $\varrho_{is}/\varrho_{bs}$ der Versetzungslinienlängen, die im Subkorninnern bzw. in den Subkorngrenzen angeordnet sind, spannungsabhängig ist. Für AlZn ist das Verhältnis bei $1.4 \cdot 10^{-3} G$ gleich 1. Bei höheren Spannungen (niedrigen Temperaturen) ist $\varrho_{is} > \varrho_{bs}$, bei niedrigeren Spannungen (hohen Temperaturen) ist $\varrho_{is} < \varrho_{bs}$.

3. Gleitung während Verformung bei hoher Temperatur

3.1 Einleitung

Für die Untersuchung des Verformungsverhaltens der Metalle bei Raumtemperatur ist seit Seeger /1/ das Konzept der thermisch aktivierten Versetzungsbewegung ein selbstverständlicher Ausgangspunkt. Nach diesem Konzept ist zwischen einem athermischen Anteil der Fließspannung σ_G , der nur über den Schubmodul G temperaturabhängig ist, und dem Anteil "effektiver" Spannung

$$\sigma^* = \sigma - \sigma_G \quad (8)$$

der zur Überwindung thermisch aktivierbarer Hindernisse zur Verfügung steht, zu unterscheiden /7, 9/. Die Vielzahl der Ergebnisse zum thermisch aktivierten Gleiten der Versetzungen bei tiefer Temperatur ist bei Kocks, Argon und Ashby /46/ zusammengefaßt. Hauptaufgabe ist die Feststellung des "Hindernisprofils" (Bild 8) der verformungsbestimmenden Hindernisse. Dies geschieht mit Hilfe rascher Wechsel der Verfor-

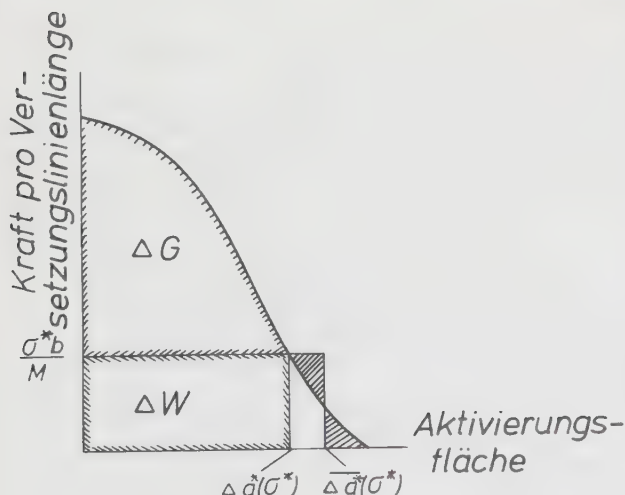


Bild 8

Hindernisprofil:
Zusammenhang
zwischen Aktivie-
rungsfläche Δa^*
und Kraft pro
Versetzungslänge
 $b \sigma^* / M$
 $\Delta G(\sigma^*)$: freie Ak-
tivierungsenthal-
pie,
 $\Delta W(\sigma^*)$: Aktivie-
rungsarbeit,
 $\Delta a^*(\sigma^*)$: mittlere
Aktivierungsflä-
che, definiert
durch Gleichheit
der schraffierten
Flächen

mungsgeschwindigkeit und der Temperatur bei konstanter Versetzungsanordnung.

Bei der Untersuchung des Hochtemperaturkriechens ist demgegenüber von der geschilderten Wechseltechnik kaum Gebrauch gemacht worden. Hierfür gibt es teilweise gute Gründe. So sind Temperaturwechsel bei konstanter Versetzungsanordnung praktisch nicht möglich, da bei den hohen Temperaturen Erholungsvorgänge im entlasteten Zustand während der Temperaturumsteuerung mit großer Geschwindigkeit ablaufen. Temperaturwechsel können daher nur der Bestimmung der stationären Aktivierungsenergie dienen. Auch die Spannungswechseltechnik im Kriechversuch wurde zunächst hauptsächlich benutzt /14/, um die Spannungsabhängigkeit der stationären Verformungsgeschwindigkeit genau zu ermitteln. Es ergab sich für eine große Anzahl von Metallen /47/, daß die stationäre Verformungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_s$ bei niedriger Spannung und hoher Temperatur durch ein Potenzgesetz mit einem konstanten Spannungsexponenten nahe 4 beschreibbar ist, während bei mittleren Spannungen und Temperaturen um $0.5 T_m$ eine exponentielle Spannungsabhängigkeit gilt:

$$\dot{\epsilon}_s \propto \begin{cases} \sigma^n & n \approx 4 \quad \text{kleine } \sigma \quad T = \text{const} \quad (9a) \\ \exp(\beta\sigma) & \beta \approx \text{const.} \quad \text{mittlere } \sigma \quad (9b) \end{cases}$$

Der Punkt des Wechsels zwischen Potenzgesetz und Exponentialgesetz liegt bei reinen Stoffen i.a. zwischen 10^{-4} und $10^{-3} G$. Der exponentiellen Spannungsabhängigkeit entspricht eine kontinuierliche Zunahme des Spannungsexponenten $d \log \dot{\epsilon}_s / d \log \sigma$ mit der Spannung /47/.

Das Konzept des thermisch aktivierten Versetzungsgleitens wurde zur Deutung des Exponentialgesetzes (9b) herangezogen /47, 48/. Für thermisch aktiviertes Gleiten gilt:

$$\dot{\epsilon}_s \propto \exp(-\Delta G/kT) \quad (10)$$

Mit einer linearen Variation der freien Aktivierungsenthalpie ΔG der stationären Verformung mit der Spannung gemäß

$$\Delta G(\sigma) = \Delta G_0 - \Delta W_m(\sigma) \quad (11a)$$

$$\Delta W_m(\sigma) = (V_{\text{eff}} + K_1/\sigma) \sigma/M \quad \sigma > 0, T = \text{const.} \quad (11b)$$

läßt sich das Exponentialgesetz zwanglos deuten. ΔW_m ist die

gesamte, zur Überwindung des Hindernisses geleistete mechanische Arbeit. Es ist zu beachten, daß der Zusammenhang (11b) nur eine näherungsweise Darstellung des Verlaufs von ΔW_m für stationäre Verformung bei fester Temperatur in demjenigen Spannungsbereich ist, in dem die Spannungsabhängigkeit von $\dot{\epsilon}_s$ gemessen wurde. Dieser experimentell erfaßbare Spannungsbereich ist bei hohen Werten des Spannungsexponenten $d \log \dot{\epsilon}_s / d \log \sigma$ recht klein. Der Zusammenhang zwischen (9b) und (11) wird durch

$$\beta = V_{\text{eff}} / kT \quad (12)$$

gegeben.

In /47/ und /48/ wurde V_{eff} als effektives Aktivierungsvolumen $b \overline{\Delta a}^* \sigma^* / \sigma$ interpretiert. Die Bedeutung von $\overline{\Delta a}^*$ geht aus Bild 8 hervor. $\overline{\Delta a}^*$ ist ein Mittelwert der Aktivierungsfläche Δa^* , der so gewählt ist, daß $b \overline{\Delta a}^* \sigma^* / M$ gleich ΔW_m ist. Die Aktivierungsfläche Δa^* ihrerseits bedeutet die zwischen der stabilen Gleichgewichtslage vor dem thermischen Hindernis und der labilen Gleichgewichtslage hinter dem Hindernis von den Versetzungen überstrichene Fläche. Sie ist gegeben durch das Produkt aus Hindernisweite Δx und Hindernisabstand λ :

$$\Delta a^* = \Delta x \lambda \quad (13)$$

Wenn V_{eff} gleich $b \overline{\Delta a}^* \sigma^* / \sigma$ gesetzt wird, so bedeutet dies, daß K_1 als vernachlässigbar angenommen wird. Diese Annahme ist jedoch nicht zwingend /49/, obwohl sie im später detailliert zu besprechenden Fall des AlZn bei 523 K halbwegs erfüllt zu sein scheint (Abschnitt 3.4). $K_1 > 0$ heißt, daß die Zunahme der mechanischen Arbeit ΔW_m bei stationärer Verformung schwächer als proportional zur Spannung erfolgt. Dies ist, wie unten bemerkt wird, durchaus kein unrealistischer Fall.

Es sei angemerkt, daß man von näherungsweise konstantem β bzw. V_{eff} nicht auf näherungsweise konstante Aktivierungsfläche $\overline{\Delta a}^*$ schließen darf. Hierzu müßte man nämlich voraussetzen, daß die Konstante K_1 gleich Null und σ^* / σ konstant ist. Die Möglichkeit $K_1 \neq 0$ wurde bereits erwähnt. Was den Term σ^* / σ angeht, so kann nicht ausgeschlossen werden, daß er beträchtlich mit der Spannung variiert. Dies wird jedenfalls

für den untersuchten Fall des AlZn in Abschnitt 3.3 berichtet. Im übrigen würde die Vorstellung einer spannungsunabhängigen stationären Aktivierungsfläche bei stark spannungsabhängiger Versetzungsstruktur erhebliche Verständnisprobleme aufwerfen.

Bei der Prüfung der Frage nach der Spannungsabhängigkeit der Aktivierungskenngößen können die Verfahren des Beanspruchungswechsels bei (annähernd) konstanter Versetzungsstruktur und fester Temperatur weiterhelfen. Gibbs /50/ hat maßgeblichen Anteil an der Einführung dieser Verfahren in die Hochtemperaturplastizitätsforschung. Die Auswertung von Spannungsrelaxationsversuchen an NaCl /49/ ergab ebenso wie die später zu besprechenden AlZn-Ergebnisse, daß die stationäre Aktivierungsfläche in der Tat nicht spannungsunabhängig ist, sondern mit zunehmender Spannung abnimmt. Dies kann durch einen mit zunehmender Spannung und zunehmender stationärer Versetzungsdichte abnehmenden Hindernisabstand λ gedeutet werden. Die lineare Zunahme des Terms $\Delta W_m = b \overline{\Delta a}^* \sigma^*/M$ mit σ muß also durch eine überproportionale Zunahme von σ^* mit σ zustande kommen, die die Abnahme von $\overline{\Delta a}^*$ überkompensiert. Es ist klar, daß einer überproportionalen Zunahme von σ^* mit σ Grenzen gesetzt sind. Daher ist nicht auszuschließen, daß mit zunehmender Größe des Terms ΔW_m dessen Zunahme mit der Spannung schwächer als linear ausfällt. Das von Kocks und Mecking /5, 6/ berichtete Ergebnis, daß bei stationärer Verformung im Tieftemperaturbereich ΔW_m logarithmisch mit der Spannung variiert mit der Folge, daß hier wieder ein Potenzgesetz mit nur von der Temperatur abhängigem Spannungsexponenten von $\dot{\epsilon}_s$ Gültigkeit hat, ist daher nicht in Widerspruch zu den hier behandelten Ergebnissen.

Die Anwendung der Wechselverfahren zur Bestimmung der Aktivierungskenngößen, wie sie in den nächsten Abschnitten erläutert werden, impliziert, daß der Gleitprozeß während des Kriechens auch wirklich thermisch aktiviert erfolgt, daß also ein endlicher Anteil effektiver Spannung im Sinne der Bezie-

hung (8) existiert. Die wiederholte Beobachtung von Inkubationskriechperioden, d.h. Zeitabschnitten mit Kriechgeschwindigkeit Null unmittelbar nach einer - wenn auch geringfügigen - Spannungsreduktion /51, 52, 53/, hat zu der Annahme geführt /54/, daß der während stationärer Verformung ablaufende Gleitprozeß athermischer Natur und σ_G etwa gleich der angelegten Spannung σ sei. Dem steht die Auffassung vieler anderer Autoren seit Gibbs /50/ gegenüber, daß der zur Überwindung thermisch aktivierbarer Hindernisse aufzubringende Spannungsanteil σ^* nicht vernachlässigbar klein ist /7/. Diese Auffassung gründet sich darauf, daß die unmittelbar nach einer genügend kleinen Spannungsreduktion im Kriechversuch auftretende Verformungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_{red}$ von Null verschieden ist und gleiches Vorzeichen hat wie vor der Reduktion der Spannung. Daß letzteres der Fall ist, wurde auch in Versuchen an AlZn gefunden /55/. Bei diesen Versuchen konnte $\dot{\epsilon}_{red}$ innerhalb eines Dehnungsintervalls von $5 \cdot 10^{-5}$ nach dem Spannungswechsel gemessen werden. Al-11%Zn ist in seinem Hochtemperaturverformungsverhalten im Mischkristallbereich dem reinen Aluminium eng verwandt. Es kann daher angenommen werden, daß sich für reines Al keine wesentlich anderen Aussagen als für AlZn ergeben. Dies wurde bezüglich des Kriechverhaltens nach Spannungserniedrigung durch ein gezieltes Experiment an Reinst-Al bestätigt /56/. Wir folgern daher, daß die Gleitung während der Verformung von Al thermisch aktiviert abläuft. Da Al in dieser Beziehung kaum eine Sonderrolle spielen dürfte, ist zu erwarten, daß diese Aussage auch für andere reine Stoffe zutrifft.

3.2 Aktivierungsfläche

Die Meßvorschrift für die Aktivierungsfläche Δa lautet:

$$\Delta a = (MkT/b) d \ln \dot{\epsilon}_{red} / d\sigma \quad S, T = \text{const.} \quad (14)$$

"S" soll das gesamte Gefüge einschließlich der Versetzungs-

struktur bezeichnen. Die so definierte, nach Kocks et al. /46/ "operational" zu nennende Aktivierungsfläche stimmt nur unter einschränkenden Voraussetzungen mit der durch Beziehung (13) definierten, "wahren" Aktivierungsfläche Δa^* überein. Zumindest eine der Voraussetzungen trifft für Messungen bei höheren Temperaturen nicht zu: Unvermeidlich erfolgt im Laufe der $\dot{\epsilon}_{\text{red}}$ -Messung nach Reduktion der Spannung um $\Delta\sigma$ Erholung, d.h. die Voraussetzung " $S=\text{const}$ " ist nicht erfüllt. Hausselt /57/ hat versucht, den Einfluß der Erholung auf Δa abzuschätzen und findet, daß der Wert von Δa um bis zu etwa 20% zu niedrig gemessen wird. Ein weiterer, in die gleiche Richtung gehender Fehler von ca. 30% tritt dann auf, wenn die thermischen Hindernisse nicht an die Versetzungen gebunden, sondern ortsfest sind /46/.

Ist danach der Absolutwert von Δa verhältnismäßig unsicher, so sollte die Abhängigkeit der stationären Aktivierungsfläche Δa_s von der Spannung (Bild 9) die Spannungsabhän-

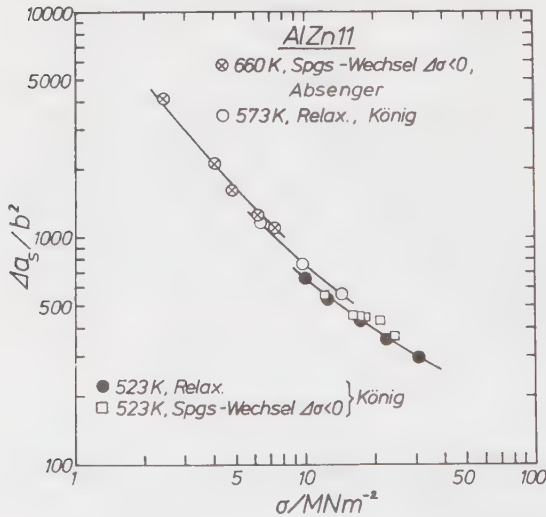


Bild 9

Spannungsabhängigkeit der stationären Aktivierungsfläche Δa_s von Al-11%Zn bei verschiedenen Temperaturen /26/

gigkeit der wahren Aktivierungsfläche Δa_s^* widerspiegeln. Da Δa^* durch Abstand λ und Weite Δx der thermischen Hindernisse gegeben ist, liegt die Frage nahe, ob die Abnahme von Δa_s mit zunehmender Spannung stärker durch λ oder durch Δx bedingt ist. Zur Beantwortung dieser Frage muß die Variationsbreite der Aktivierungsarbeit ΔW (vgl. Bild 8) im Vergleich zur freien Enthalpie der Hindernisse bei Spannung Null, ΔG_0 , betrachtet werden. Wie in /56/ näher erläutert, ist es wahrscheinlich, daß $\Delta W/\Delta G_0$ sich im untersuchten Fall (AlZn bei 523 K) zwischen 0.07 und 0.23 bewegt, so daß die starke Variation von Δx am Fuß und an der Spitze des Hindernisprofils (Bild 8) nicht in Rechnung gestellt zu werden braucht. Dann sollte der Hindernisabstand λ die Spannungsabhängigkeit von

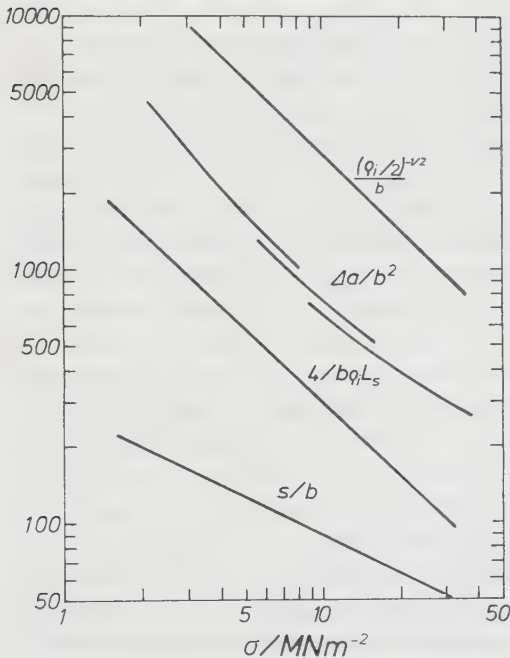


Bild 10

Vergleich von $\Delta a_s/b^2 \propto \lambda_s/b$ mit verschiedenen, aus der stationären Versetzungsanordnung erhaltenen, normierten Abständen in Abhängigkeit von der Spannung für Al-11%Zn

Δa_s bestimmen. λ kann mit verschiedenen, die stationäre Versetzungsstruktur charakterisierenden Abständen verglichen werden. Nehmen wir zunächst an, daß die thermischen Hindernisse Sprünge sind, die sich nichtkonservativ mit den Versetzungen bewegen. Die Sprünge können durch Schneiden der Subkornengrenzversetzungen oder der Waldversetzungen im Subkorninnern gebildet werden. Im ersten Fall ist der Sprungabstand λ proportional zu $s = L_A^{-1}$ zu erwarten. Im zweiten Fall hängt λ vom Versetzungslaufweg ab. Unter der Annahme, daß der Laufweg von der Größenordnung der Subkorngröße L ist, ergibt sich ein minimaler Sprungabstand von $4/g_1 L$ /56/. Sind die thermischen Versetzungshindernisse Waldversetzungen im Subkorninnern oder in den Subkornengrenzen, die durchschnitten werden müssen, so erwartet man einen Hindernisabstand von $(2g_1)^{-1/2}$ bzw. s .

In Bild 10 ist $\Delta a_s/b^2 \approx \lambda_s/b$ zusammen mit den interessierenden Versetzungsabständen aufgetragen. Das Bild umfaßt neben den bereits in /56/ diskutierten Δa_s -Werten bei 523 K auch die relativ stark variierenden Δa_s -Werte bei 660 K /28/. Während früher /56/ noch nicht ausgeschlossen werden konnte, daß die Spannungsabhängigkeit von s_s die Spannungsabhängigkeit von Δa_s zu erklären vermag, ergibt sich aus Bild 10, daß die Spannungsabhängigkeit von s_s deutlich schwächer als die von Δa_s ausfällt. Dies spricht dagegen, die thermischen Versetzungshindernisse bzw. deren Entstehung allein in den Subkornengrenzen zu suchen. Diese Aussage wird dadurch gestützt, daß die Größe Δa ihren stationären Wert bereits während des Übergangskriechens zu einem Zeitpunkt erreicht, an dem die Subkorngrenzbildung erst in den Anfängen steckt /33, 56/. Daß der im Falle des Schneidens von Waldversetzungen im Subkorninnern zu erwartende Hindernisabstand deutlich größer als $\Delta a_s/b$ ist, spricht zusammen mit dem bereits erwähnten Ergebnis bezüglich s_s zunächst gegen den Schneidprozeß als bestimmenden. Demgegenüber ist der Mechanismus der nichtkonservativen Sprungbewegung mit Sprungerzeugung im Subkorninnern mit

der Spannungsabhängigkeit von Δa_g verträglich.

Die bevorzugte Diskussion des Modells der nichtkonservativen Sprungbewegung in der Literatur über stationäres Kriechen ist in Zusammenhang mit den hohen gemessenen Aktivierungsenergien des stationären Kriechens zu sehen, die in der Größenordnung der Aktivierungsenergie für Selbstdiffusion liegen und durch einen Klettermechanismus zwanglos erklärt werden. Es darf aber nicht übersehen werden, daß einer unkritischen Anwendung des Modells grundsätzliche Bedenken entgegenstehen, die durch die Übereinstimmung zwischen gemessenen und erwarteten Aktivierungsflächen und -energien nicht berührt werden. Es fehlen bisher durchschlagende Begründungen dafür, daß nicht die leerstellenabsorbierenden Sprünge die Gleitgeschwindigkeit der Versetzungen bestimmen (/58/, vgl. auch /7, 59, 60/) und daß sich die Sprünge nicht konservativ unter Rekombination und Supersprungbildung lateral zu den Schraubenversetzungen bewegen /34/. Es bleibt deshalb abzuwarten, ob nicht doch der Schneidprozeß etwa in der von Sastry et al. /61/ gegebenen Modifikation oder andere als die bisher diskutierten Modelle, so das schon früher vorgeschlagene /62/ und von Kocks /5/ erneut in die Diskussion gebrachte Quergleitmodell sich als zutreffend für die Beschreibung thermisch aktivierten Gleitens während des Kriechens reiner Stoffe erweisen werden.

3.3 Athermische Spannung

3.31 Meßverfahren

Der als σ_G bereits eingeführte athermische Anteil der Fließspannung hängt in reinen Stoffen von der Versetzungsstruktur ab. Da diese bei der Hochtemperaturverformung naturgemäß nicht konstant, sondern raschen Erholungsprozessen unterworfen ist, können Meßverfahren, die auf langzeitiger Konstanz der Versetzungsanordnung bei Unterbrechung der Verformung beruhen, zur

σ_G -Bestimmung nicht angewendet werden. Nach einem Vorschlag von Gibbs /50/ sowie von Solomon, Ahlquist und Nix /63, 64/ kann σ_G durch ein Spannungsreduktionsverfahren, den sogenannten "dip test", ermittelt werden als diejenige um $\Delta\sigma$ gegenüber der ursprünglich anliegenden Spannung σ reduzierte Spannung, bei der die Verformungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_{red}$ unmittelbar nach der Spannungsreduktion gerade Null ist. Da $\dot{\epsilon}_{red} = 0$ nicht exakt nachweisbar ist, muß σ_G eingegrenzt werden durch diejenigen reduzierten Spannungen, bei denen gerade noch mit Sicherheit positives bzw. negatives Kriechen nachweisbar ist (vgl. /55/). Bild 11 zeigt, wie das so gemessene σ_{Gs} für Al und AlZn bei stationärem Kriechen von Spannung und Temperatur abhängt.

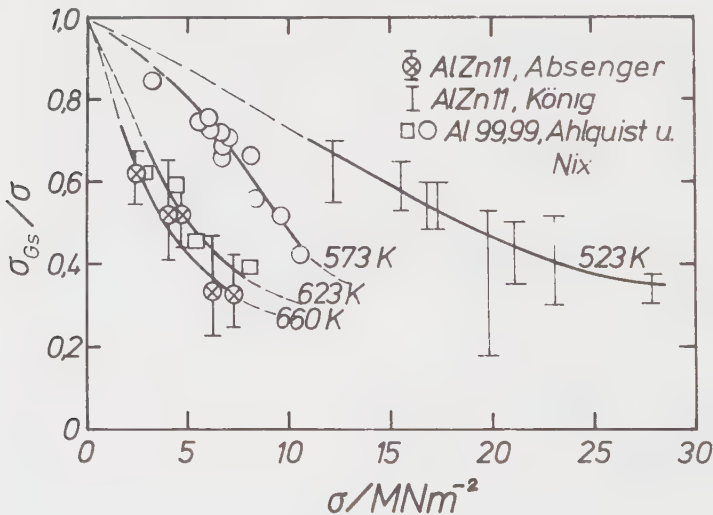


Bild 11 Spannungsabhängigkeit der normierten, athermischen Spannungskomponente σ_{Gs} bei stationärer Verformung von Al /65/ und Al-11%Zn /26/ bei verschiedenen Temperaturen

Gegen das beschriebene Meßverfahren wird eingewendet /34, 66, 67, 68/, daß nicht nur die während des Kriechens beweglichen ($\dot{\sigma}_{mob}$), sondern auch die unbeweglichen Versetzungen ($\dot{\sigma}_{imm}$) einen Beitrag zur Verformung unter reduzierter Spannung leisten. Besonders bei weitreichenden inneren Spannungen kann die "Rückwärtsbewegung" zuvor unbeweglicher Versetzungen relativ groß sein. Dieser negative Verformungsbeitrag kann zu $\dot{\epsilon}_{red} < 0$ führen, auch wenn die durch $\dot{\sigma}_{mob}$ erzeugte Verformungsgeschwindigkeit noch positiv ist /34/. Es muß allerdings gesehen werden, daß sich diejenige reduzierte Spannung, bei der $\dot{\epsilon}_{red} = \text{Null}$ ist, durch den negativen Beitrag $\dot{\epsilon}_{red}(\dot{\sigma}_{imm})$ nur zu niedrigeren Werten gegenüber den gemessenen verschieben kann. Damit würden sich noch niedrigere σ_G -Werte ergeben als ohnehin gemessen werden. Um den durch die Spannungsreduktion bzw. $\dot{\sigma}_{imm}$ bedingten Beitrag zu $\dot{\epsilon}_{red}$ abschätzen zu können, wäre es wünschenswert, die elastische und anelastische Rückverformung nach der Spannungsreduktion genau zu messen. Poirier /68/ hat kürzlich die Schlüsse diskutiert, die aus solchen Messungen gezogen werden können. Leider erfordern solche Messungen hohen Aufwand, da bereits systematische Dehnungsmeßfehler der Größenordnung 10^{-5} das Meßergebnis bei den niedrigen verwendeten Spannungen entscheidend verfälschen können. Eigene Messungen zur Rückverformung nach Spannungsreduktion sind noch nicht abgeschlossen.

Mißt man, wie oben dargelegt, aufgrund der Rückverformungsbeiträge σ_G systematisch zu hoch, so gilt für den Einfluß der Erholung nach der Spannungsreduktion das Gegenteil. Hausselt /57/ schätzte ab, daß der durch Erholung bedingte Fehler der σ_G -Messung etwa 10 bis 20% von σ beträgt. Dieser Fehler ist mit der experimentellen Unsicherheit der σ_G -Bestimmung vergleichbar. Aufgrund der Kompensation der oben genannten systematischen Fehler ist der resultierende Fehler kleiner als der größte der Einzelfehler. Um die Zuverlässigkeit der σ_G -Meßmethode zu überprüfen, wurde eine Konsistenzprüfung durchgeführt, die in Abschnitt 3.4 beschrieben ist.

Sie liefert keinen Hinweis darauf, daß die σ_G -Messung grob falsch ist. Bevor jedoch diese Konsistenzprüfung geschildert wird, soll zunächst die Beziehung zwischen σ_G und der Versetzungsstruktur behandelt werden.

3.32 Vergleich mit Versetzungsstruktur

Die athermische Spannungskomponente wird in reinen Stoffen durch die Dichte und Anordnung der Versetzungen bestimmt. Eine allgemein gebräuchliche Beziehung ist /7/:

$$\sigma_G = \gamma M G b \varrho^{1/2} \quad \gamma = \text{const.} \quad (15)$$

Als wirksame Versetzungsdichte ϱ wird teilweise die Gesamtversetzungsdichte, teilweise die Dichte ϱ_i der im Subkorninnern dreidimensional angeordneten Versetzungen eingesetzt. Für letzteres spricht, daß Subkorn Grenzen im energiearmen, gut erhaltenen Zustand keine langreichweitigen Spannungsfelder besitzen. Andererseits ist klar, daß der Aufbau der Subkorn Grenzen und ihre Anordnung während stationärer Verformung nicht ideal sind, so daß mit einem Beitrag der Subkorn Grenzen zu den langreichweitigen Spannungen durchaus zu rechnen ist. Diese Auffassung wird bestätigt durch die beobachtete Zunahme von σ_G in einem Bereich des Übergangskriechens /56/, in dem die wesentliche Gefügeänderung im Aufbau der Subkorn Grenzen besteht /7, 33/. Bei alledem ist aber zu berücksichtigen, daß ein Ersatz von ϱ_i durch die Summe $\varrho_i + \varrho_b$ in (15) nur einen relativ kleinen Einfluß auf die Größe von γ ausübt, da ϱ_b von gleicher Größenordnung wie ϱ_i ist (vgl. Abschnitt 2.3). In Beziehung (15) geht bei konstantem γ nur die Dichte, nicht die Anordnung der Versetzungen als Bestimmungsgröße für σ_G ein. Im folgenden soll die Frage behandelt werden, ob γ wirklich als Konstante bezüglich Temperatur und Verformungsgeschwindigkeit anzusehen ist, ob also σ_G nicht von den Details der Versetzungsanordnung abhängt bzw. ob diese nicht T- und $\dot{\epsilon}$ -abhängig sind. Zur Beantwortung dieser Fra-

ge werden Experimente betrachtet, in denen bei konstanter Versetzungsdichte T bzw. $\dot{\epsilon}$ geändert wird.

Ändert man bei konstantem σ/G die Temperatur, so bleibt nach Abschnitt 2 die stationäre Versetzungsstruktur bezüglich ϱ_i , S_V und L_A unverändert. Nach Beziehung (15) sollte daher auch σ_G/G bei einem solchen Temperaturwechsel konstant bleiben. Aus Bild 11 folgt aber, daß σ_{Gs} bei konstantem σ stark temperaturabhängig ist. Da der Schubmodul nur schwach mit der Temperatur variiert, bleibt diese starke Temperaturabhängigkeit von σ_G/G auch bei konstant gehaltenem σ/G qualitativ erhalten. Falls also die Messung von σ_G nicht grob falsch ist, kann σ_G/G nicht allein durch die Versetzungsdichte, ausgedrückt durch ϱ_i , S_V und L_A , bestimmt sein. Es muß vielmehr einen Temperatureinfluß derart geben, daß bei innerhalb der Meßgenauigkeit konstanten Werten von ϱ_i , S_V und L_A die effektive Spannung σ^* mit steigender Temperatur zunimmt.

Einer durch thermisch aktivierte Prozesse begründeten Temperaturabhängigkeit von Verformungseigenschaften entspricht eine $\dot{\epsilon}$ -Abhängigkeit. Dies ist auch hier der Fall: Wird die Verformungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}$ durch eine plötzliche Spannungsreduktion auf einen Wert $\dot{\epsilon}_{red}$ gesenkt, der mehr als ca. zwei Dekaden unter dem Ausgangswert liegt, so beobachtet man in Al und AlZn bei 523 K "anomales" Übergangskriechen /32, 55/. Mit "anomal" ist nicht inverses Übergangskriechen, das Gegenteil normalen Übergangskriechens /7/ gemeint, wie es etwa im Modellfall des AlMg oder des FeMo beobachtet wird /7/. Al und AlZn verhalten sich bei relativ kleinen Spannungsänderungen völlig "normal": im Übergangsbereich nach Spannungsreduktion erfolgt eine Zunahme der Kriechgeschwindigkeit in Richtung auf den stationären Wert. Mit "anomal" kennzeichnen wir das schon 1962 von Jaffe und Dorn /62/ berichtete, in der Folge aber wenig beachtete Ergebnis, daß nach genügend starker Spannungsreduktion ein Bereich abnehmender Verformungsgeschwindigkeit auftritt, bevor wieder das Normalverhalten dominiert (Bild 12). Wir stellen nun wieder die Frage, ob die beobach-

tete anomale $\dot{\epsilon}$ -Abnahme im Laufe des Übergangskriechens mit Beziehung (15) verträglich ist. Dazu muß die Änderung der Versetzungsstruktur nach der Spannungserniedrigung betrachtet werden. Diese ist untersucht worden mit folgendem Ergebnis: ϱ_i nimmt weitgehend unabhängig vom Entlastungsgrad rasch, S_V etwas weniger rasch ab /32/; L_A ändert sich nicht meßbar /38/. Nach Beziehung (15) mit konstantem χ würde man also (unabhängig von der genauen Form der durch ϱ_i und ϱ_D gegebenen Einzelbeiträge) erwarten, daß σ^* im Laufe dieser Erholung nur zunehmen kann. Es wird aber wenige Sekunden nach der Spannungsreduktion eine Verformungsgeschwindigkeit > 0 beobachtet, deren abnehmende Tendenz nicht durch die Abnahme von ϱ_i gedeutet werden kann /55/. Sie muß daher auf eine Abnahme der effektiven Spannung zurückgeführt werden im Gegensatz zu dem, was nach Beziehung (15) zu erwarten stand. Weiter: Anomales Übergangskriechen wird insbesondere nach einem solchen Spannungswechsel beobachtet, der $\sigma^* = 0$ werden läßt. Wenn trotzdem wenige Sekunden nach dem Wechsel $\dot{\epsilon}$ einen Maximalwert annimmt, ohne daß sich in diesem kurzen Zeitraum die Versetzungsdichte merklich geändert hat, so bedeutet dies, daß relativ rasche, lokale Änderungen der Versetzungsanordnung bei näherungsweise konstanter Versetzungsdichte abgelaufen sein müssen, die σ^* von Null auf einen endlichen Wert angehoben und σ_G entsprechend gesenkt haben müssen. Mit anderen Worten: χ ist stark abhängig auch von der Geschwindigkeit, mit der eine Probe gegebener Versetzungsdichte kriecht. Bild 12 zeigt in schematischer Form, wie χ im Verlaufe anomalen Übergangskriechens variieren muß, um bei nur schwach variierendem Δa /69/ und bei monotonem Verlauf der Versetzungsdichte ϱ die komplizierte Variation von $\dot{\epsilon}$ als Folge der Variation von σ^* erklären zu können.

Bisher wurden Änderungen der Verformungsparameter bei konstanter Versetzungsdichte betrachtet. Der Widerspruch zwischen den σ_G -Meßergebnissen und Beziehung (15) in Verbindung mit den Ergebnissen zur stationären Versetzungsanordnung läßt

sich auch auf folgende Weise beleuchten: Wenn σ_{Gs} wesentlich schwächer als proportional zu σ bei fester Temperatur anwächst (Bild 11), sollte für $\dot{\epsilon}^{1/2}$ nach Beziehung (15) das gleiche gelten. In der Tat ist dies früher in Versetzungsätzuntersuchungen an LiF durch Streb und Reppich /27/ gefunden worden. Wie jedoch in Abschnitt 2 gezeigt wurde, konnte dies Ergebnis für Al und AlZn nicht reproduziert werden. Dies spricht wiederum gegen die Richtigkeit der Beziehung (15) mit konstantem γ .

Aus der Abhängigkeit des Faktors γ von der Versetzungsanordnung im einzelnen ergibt sich eine weitere Korrekturnotwendigkeit der nach dem "dip test" gemessenen σ_G -Werte. Während die von Hausselt /57/ diskutierte Erholungskorrektur den Einfluß der ρ -Änderung nach der Spannungserniedrigung betraf, wobei γ als konstant vorausgesetzt wurde, ist diese Erholungskorrektur wegen der Änderung der Versetzungsanordnung und damit von γ nach der Spannungserniedrigung erforderlich. Die γ -Änderung (Bild 12) bewirkt, daß σ_G systematisch zu niedrig

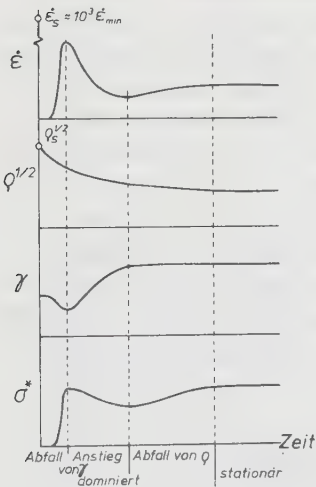


Bild 12

Schema der Variation der Verformungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}$ und der Versetzungsdichte ρ bei anomalem Übergangskriechen von Al-11%Zn bei 523 K nach starker Reduktion der Spannung. $\dot{\epsilon}_{min}$, die Verformungsgeschwindigkeit in dem auf das $\dot{\epsilon}$ -Maximum folgenden Minimum, ist etwa drei Größenordnungen kleiner als die Geschwindigkeit $\dot{\epsilon}_s$ der vorangegangenen stationären Verformung. Mit der gezeigten Variation von γ und σ^* läßt sich der anomale $\dot{\epsilon}$ -Verlauf erklären.

gemessen wird. Quantitativ ist die Korrektur schwer abzuschätzen. Aus dem oben Gesagten läßt sich nur entnehmen, daß eine erhebliche Änderung von γ schon in wenigen Sekunden ablaufen kann. Es kommt also darauf an, den Punkt $\dot{\epsilon}_{\text{red}} = 0$, aus dem sich σ_G ergibt, innerhalb von Zeiten der Größenordnung einer Sekunde festzulegen. Dies war bei den eigenen Messungen überwiegend der Fall. Wir gehen daher davon aus, daß die gemessenen σ_G -Werte den wahren Werten mit befriedigender Genauigkeit entsprechen.

Da die thermisch aktivierte Verformungsgeschwindigkeit entscheidend von σ^* abhängt, ist die $\dot{\epsilon}$ - und T-Abhängigkeit des Faktors γ von grundsätzlicher Bedeutung. Die Diskussion dieses Punktes wird in späterem Zusammenhang fortgesetzt (Abschnitt 5.2).

3.4 Konsistenzprüfung

Wegen der Wichtigkeit von σ_G ist es ein dringendes Bedürfnis, die Richtigkeit des σ_G -Meßverfahrens abzusichern. Eine Möglichkeit besteht darin, aus den Änderungen von Δa und σ_G auf die Änderung von $\dot{\epsilon}$ zu schließen und mit der gemessenen $\dot{\epsilon}$ -Änderung zu vergleichen. Dies soll im folgenden besprochen werden.

Die durch Versetzungsgleiten bewirkte plastische Verformungsgeschwindigkeit ist beschreibbar als:

$$\dot{\epsilon} = (b/M) v^{-1} dA/dt \quad (16)$$

Dabei ist dA die während des Zeitelementes dt im Volumen V von allen Versetzungen gleitend überstrichene Fläche. Diese wird üblicherweise durch die bewegliche Versetzungslinienlänge pro Volumen, $\hat{\gamma}$, und deren mittlere Geschwindigkeit v ausgedrückt:

$$\dot{\epsilon} = (b/M) \hat{\gamma} v \quad (17)$$

Bei thermisch aktivierter Versetzungsbewegung gilt:

$$v = v_0 \exp(-\Delta G_0/kT)(\exp(\Delta W_m/kT) - 1) \quad (18)$$

Der Term -1 in der letzten Gleichung ist von Wichtigkeit bei kleinen Werten der mechanischen Arbeit ΔW_m , die bei der Überwindung eines thermischen Hindernisses geleistet wird; er sorgt in pauschaler Form dafür, daß mit ΔW_m auch $\dot{\epsilon}$ gegen Null geht⁺). Für $\Delta W_m/kT > 2$ kann der Term -1 vernachlässigt werden. Dies wird meist getan /46/. Es ergibt sich dann - bis auf den Faktor $\hat{Q}$ - die Beziehung (10). Für die Variation von $\dot{\epsilon}$ bei fester Temperatur ist neben der Variation von $\hat{Q}$, die durch

$$\hat{Q} = g_1 \quad (19)$$

mit befriedigender Genauigkeit abgeschätzt werden kann, die Variation von ΔW_m von entscheidender Bedeutung. Nach Bild 8 ist⁺⁺)

$$\Delta W_m = b \overline{\Delta a} \sigma^*/M \quad (20)$$

$\overline{\Delta a}$ stellt dabei ein geeignetes Mittel der zwischen 0 und σ^* auftretenden Aktivierungsflächen Δa dar. Dieser Mittelwert ist größer als $\Delta a(\sigma^*)$, da ΔW_m außer der Aktivierungsarbeit

$$\Delta W = b \Delta a \sigma^*/M \quad (21)$$

noch die vor und hinter der stabilen bzw. labilen Gleichgewichtslage der Versetzungen von der effektiven Spannung aufgebrachten Energiebeiträge enthält. Um nun von der Meßgröße ΔW auf $\dot{\epsilon}$ schließen zu können, ist es erforderlich, die Differenz $\Delta W_m - \Delta W$ zu kennen. Wie Bild 8 zeigt, ist $\Delta W_m - \Delta W$ nur dann näherungsweise konstant, wenn σ^* mittlere Werte annimmt, so daß sich die starke Variation der Aktivierungsfläche Δa am Fuß und an der Spitze des Hindernisprofils nicht auswirkt. Dies trifft bei den gegebenen Meßwerten von ΔW für AlZn zu, vorausgesetzt, daß ΔG_0 von der Größenordnung der gemessenen Aktivierungsenergie des stationären Kriechens ist /56/. In diesem Fall sollte nach (18) und (19) die Verformungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}$ gegeben sein durch:

$$\dot{\epsilon} \propto g_1 \exp(\Delta W/kT) \quad T = \text{const.} \quad (22)$$

Der Term -1 in (17) ist wegen $\Delta W/kT \gtrsim 2$ vernachlässigbar.

⁺) Im Fall des Kletterns durch Leerstellenemission gilt (18) sogar exakt /7/.

⁺⁺) Der Unterschied zwischen Δa^* und Δa wird im folgenden vernachlässigt

Es hat sich gezeigt /56/, daß die Beziehung (22) für AlZn bei 523 K sowohl die Abnahme von $\dot{\epsilon}$ während des Übergangskriechens als auch die Spannungsabhängigkeit der stationären Verformungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_s$ (Bild 13) erklären kann.

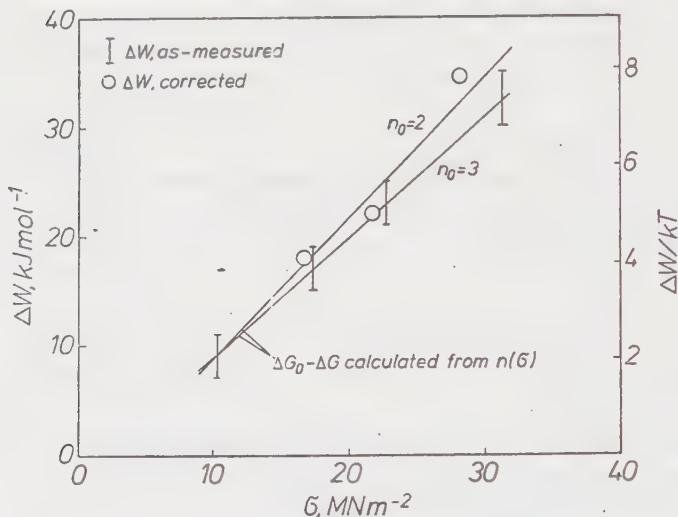


Bild 13 Meßwerte der stationären Aktivierungsarbeit ΔW für Al-11%Zn bei 523 K im Vergleich zu dem aus den gemessenen Spannungsabhängigkeiten von $\dot{\epsilon}_s$ und g_{is} (ausgedrückt durch die Spannungsexponenten $n(\sigma) = d \log \dot{\epsilon}_s / d \log \sigma$ und $n_0 = d \log g_{is} / d \log \sigma$) nach (17) bis (19) berechneten Verlauf $\Delta W_m = \Delta G - \Delta G(\sigma)$ in Abhängigkeit von der Spannung σ . Bei 10 MNm^{-2} sind die ΔW_m -Kurven dem ΔW -Verlauf angepaßt worden. Die Übereinstimmung von ΔW_m und ΔW bis auf eine Konstante besagt, daß $\dot{\epsilon}_s$ durch Beziehung (22) zutreffend beschrieben wird.

Da unter den gegebenen Bedingungen der Spannungsexponent n von $\dot{\epsilon}_s$ bis auf Werte von etwa 10 ansteigt /56/, ist die Spannungsabhängigkeit von g_{is} von untergeordneter Bedeutung und die gemessene Spannungsabhängigkeit von ΔW trägt den Hauptteil zu n bei. Die naheliegendste Interpretation dieses ein-

fachen Ergebnisses ist, daß sowohl die Größe als auch die Spannungsabhängigkeit von ΔW mit den verwendeten Meßmethoden richtig bestimmt worden sind. Dies würde bedeuten, daß sich systematische Meßfehler bei der Bestimmung von Δa und σ_G entweder nicht gravierend ausgewirkt oder genügend stark kompensiert haben.

Bei höheren Temperaturen und niedrigeren Spannungen ist die Gültigkeit von Beziehung (22) weniger leicht nachzuprüfen, da die Beiträge von Q_i und ΔW zum Spannungsexponenten $n \approx 5$ /28/ nun von vergleichbarer Größe sind. Es zeigte sich aber auch bei 660 K, daß man sowohl mit (22) als auch mit der Beziehung

$$\dot{\epsilon} \propto Q_i (\exp(\Delta W/kT) - 1) \quad T = \text{const.} \quad (23)$$

innerhalb der begrenzten Meßgenauigkeit die Spannungsabhängigkeit von $\dot{\epsilon}_s$ für AlZn erklären kann /28/.

3.5 Aktivierungsenergie

Die in Abschnitt 3.4 beschriebene Analyse setzt voraus, daß ΔG_0 genügend groß gegenüber den gemessenen Werten von ΔW (bis zu 8 kT, vgl. Bild 13) ist. Dies ist für diffusionsbestimmtes Gleiten (nichtkonservative Sprungbewegung) und nach Jaffe und Dorn /62/ auch für den Quergleitvorgang der Fall. Für den Schneidprozeß trifft die Voraussetzung nur dann zwanglos zu, wenn die Aktivierungsenergie des Schneidprozesses deutlich oberhalb $0.1 Gb^3$, der Bildungsenergie eines Sprunges (= 7 kT bei 523 K), liegt. Dies ist aber bei Berücksichtigung zusätzlicher Energieterme (Einschnürungs- und Rekombinationsenergie aufgespaltener Versetzungen /61/, Leerstellenbildungsenergie /18/) ohne weiteres möglich. Die Bedingung $\Delta W < \Delta G_0$ ist also nicht scharf genug, um zwischen verschiedenen möglichen, thermisch aktivierten Gleitmechanismen unterscheiden zu können.

Es wäre wünschenswert, aus der Aktivierungsenergie des stationären Kriechens auf die freie Aktivierungsenthalpie ΔG_0

des Gleitprozesses während des Kriechens schließen zu können. Dies ist jedoch nicht in einfacher Weise möglich, wenn, wie in Abschnitt 3.32 ausgeführt, die effektive Spannung σ^* für thermisch aktiviertes Gleiten stark temperaturabhängig ist. Der Anstieg von σ^* mit T auch bei konstanter Versetzungsdichte liefert einen erheblichen positiven Beitrag zur gemessenen Aktivierungsenergie Q des stationären Kriechens /29/. Wegen der begrenzten Genauigkeit der σ^* -Bestimmung ist die Größe dieses Beitrages aber so ungenau festgelegt, daß nützliche Aussagen über ΔG_0 aus der Messung von Q nicht möglich sind. Die Frage nach der Natur der thermisch aktivierbaren Gleithindernisse während der Verformung reiner Stoffe bei hoher Temperatur bleibt daher offen.

3.6 Zusammenfassung

Spannungserniedrigungsversuche ergeben, daß der Gleitprozeß während des Kriechens reiner Stoffe bei hoher Temperatur thermisch aktivierter Natur ist. Die stationäre Aktivierungsfläche Δa_s nimmt mit zunehmender Spannung ab, während die effektive Spannung für thermisch aktiviertes Gleiten überproportional mit σ wächst. Beide Spannungsabhängigkeiten zusammen mit der der Versetzungsdichte im Subkorninnern erklären die Spannungsabhängigkeit der stationären Kriechgeschwindigkeit. Die Dehnungsabhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit während des Übergangskriechens läßt sich analog erklären. Für die Beziehung zwischen athermischer Spannungskomponente und Versetzungsdichte gibt es keinen einfachen Zusammenhang. Da sich die freie Aktivierungsenthalpie des Gleitprozesses nicht mit genügender Genauigkeit experimentell ermitteln läßt, kann die Natur der thermisch aktivierbaren Hindernisse des Gleitens während des Kriechens nicht im einzelnen geklärt werden.

4. Erholung während Verformung

4.1 Erholungsrate

Bisher wurde nur der Prozeß des Versetzungsgleitens betrachtet. Im Zuge des Gleitens vergrößert sich die Versetzungslinienlänge. Das ergibt sich direkt aus der Definition der Versetzungen als Berandungslinien derjenigen Gebiete, über die hinweg Abgleitung stattgefunden hat. Da stationäre Verformung erwiesenermaßen bei im Mittel konstanter Versetzungsanordnung abläuft, muß es einen Prozeß geben, der der Vergrößerung der Versetzungslinienlänge das Gleichgewicht hält. Diesem dynamischen Gleichgewicht von Versetzungserzeugung und -vernichtung, d.h. von lokaler Erhöhung und Erniedrigung der Versetzungslinienlänge, entspricht nach Bailey-Orowan ein dynamisches Gleichgewicht von Verfestigung

$$h = (\partial\sigma/\partial\epsilon)_t \quad (24)$$

und Erholung

$$r = |(\partial\sigma/\partial t)_\epsilon| \quad (25)$$

(t: Zeit), so daß sich die stationäre Verformungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_s$ als

$$\dot{\epsilon}_s = r/h \quad (26)$$

ergibt /70, 71/. Die Definition (25) von r beinhaltet die Meßvorschrift für r: Stationäre Verformung ist zu unterbrechen, d.h. $\dot{\epsilon}$ ist zu Null zu machen, und die Abnahmegeschwindigkeit der Fließspannung σ ist zu messen und auf den Zeitpunkt des Beginns der Unterbrechung zu extrapolieren. Mitra und McLean /72, 73/ schlugen eine Bestimmungsmethode für r vor, die von Spannungserniedrigungsversuchen während des Kriechens ausgeht. Danach ist Δt zu messen als derjenige Zeitraum, nach welchem das Kriechen bei der reduzierten Spannung wieder einsetzt. Die Erholungsrate r ergibt sich nach Mitra und McLean als

$$r = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} (\Delta\sigma/\Delta t) \quad T, \sigma - \Delta\sigma = \text{const.} \quad (27)$$

Die geschilderte Bestimmungsmethode hat aber den prinzipiellen Nachteil, daß bei kleinen Spannungsreduktionen $\Delta\sigma$ die

Verformungsgeschwindigkeit während des Zeitraums Δt i.a. nicht Null ist. Es wird zwar von einigen Autoren behauptet, daß nach Spannungserniedrigungen um $\Delta\sigma \geq 0.05\sigma$ stets ein Inkubationsbereich mit $\dot{\epsilon} = 0$ auftrete. Wie aber bereits früher (Abschnitt 3.1) erwähnt, ist dies von uns nicht bestätigt worden. Jedenfalls ergeben sich mit dem genannten Meßverfahren für r unter Benutzung von Beziehung (26) unverständlich hohe Werte von h (s. etwa /55, 74/).

Eine direkt der Meßvorschrift für r angepaßte r -Bestimmungsmethode wurde von Mecking und Fischer /75/ verwendet: Zu einem Zeitpunkt t_0 wird die bei $\dot{\epsilon} \approx \text{const.}$ ablaufende Verformung für eine Zeit Δt unterbrochen; danach wird mit gleichem $\dot{\epsilon}$ wie vorher weiterverformt und die Abnahme der Streckgrenze um $\Delta\sigma$ gegenüber dem Wert der Spannung $\sigma(t_0)$ vor der Unterbrechung gemessen. Die Erholungsrate r ergibt sich dann wieder durch Extrapolation entsprechend Beziehung (27). Mit diesem Meßverfahren wurden qualitativ andere Ergebnisse als die nach Mitra und McLean erhaltenen gewonnen: Es ergaben sich Werte für h , die mit dem Verfestigungskoeffizienten des Bereichs II der Einkristallverfestigungskurve verträglich waren. Die Vorstellung, Erholung sei ein rein zeitabhängiger Prozeß, erwies sich als nicht haltbar, so daß Erholung während Verformung als dynamische Erholung im engeren Sinne, d.h. von der gleichzeitig ablaufenden Verformung beeinflusster Vorgang angesehen werden muß /76/. Im nächsten Abschnitt wird gezeigt, daß die unabhängig von den Messungen von Mecking und Fischer durchgeführte elektronenmikroskopische Erholungsstudie von Hausselt und Blum /32/ zu ganz ähnlichen Schlüssen führt.

4.2 Versetzungsvernichtungsrate

Da die Erholungsrate r mit der Änderung der Dichte und der Anordnung der Versetzungen zusammenhängt, schien eine Direktbeobachtung des Erholungsverhaltens der Versetzungsstruktur wünschenswert. Sie wurde bisher an AlZn /32, 38/ und AlMg /77/

durchgeführt. Zwar ist das Erholungsverhalten der Versetzungen nach Kaltverformung in der Literatur ausführlich behandelt worden, nicht jedoch das interessierende Erholungsverhalten unmittelbar nach einer vorausgegangenen stationären Verformung. Bild 14 zeigt ein typisches Ergebnis. Ausgehend vom stationären Wert bei der Zeit t_0 nehmen die Versetzungsdichten des Subkorninnern, ϱ_i , wie der Subkorn Grenzen, ϱ_b , zunächst rasch mit der Zeit t ab, wenn bei $t = t_0$ die Verformung durch genügend große Reduktion der Spannung σ um $\Delta\sigma$ unterbrochen worden ist. Aus den Erholungskurven kann eine der Erholungsrate r analoge Größe gewonnen werden, nämlich die Abnahmerate der Versetzungsdichte zur Zeit t_0 :

$$\dot{\varrho}_s^- = \lim_{t \rightarrow t_0} d\varrho/dt \quad T, \sigma - \Delta\sigma = \text{const.} \quad (28a)$$

Bezeichnet man $t - t_0$ als Δt und $\varrho(t_0) - \varrho(t)$ als $\Delta\varrho$, so kann

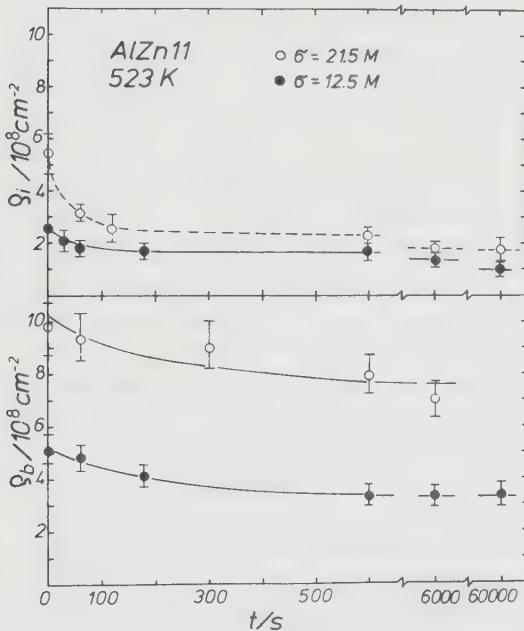


Bild 14

Abnahme der Versetzungsdichten ϱ_i und ϱ_b in Al-11%Zn bei 523 K im vollständig entlasteten Zustand nach stationärer Verformung bei der Spannung $\sigma/26/$. In der Zeitskala ist $t = 0$ gesetzt worden.

man $\dot{\varrho}_s^-$ auch schreiben als

$$\dot{\varrho}_s^- = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \Delta \varrho / \Delta t \quad T, \sigma - \Delta \sigma = \text{const.} \quad (28b)$$

Aus der Formulierung (28b) wird die Analogie zwischen $\dot{\varrho}_s^-$ und r (Beziehung (27)) besonders deutlich. Unter der Voraussetzung, daß sich bei Unterbrechung der stationären Verformung die Erholungskinetik nicht sprunghaft ändert, muß $\dot{\varrho}_s^-$ gleich der stationären Versetzungsvernichtungsrates sein.

Die genaue Bestimmung von $\dot{\varrho}_s^-$ ist aus zwei Gründen schwierig. Erstens ist zur Bestimmung der Gesamtversetzungsdichte ϱ erforderlich, auch die in Subkorn Grenzen gespeicherten Versetzungen zu erfassen. Dies erfordert aber neben der Bestimmung der Subkorn Grenzfläche pro Volumen, S_V , auch die Bestimmung von L_A , der Versetzungslinienlänge pro Subkorn Grenzfläche, damit nach Beziehung (6) ϱ_b bestimmt werden kann. Allerdings hat sich gezeigt, daß in den untersuchten Fällen (AlZn 523 K) der Beitrag der Änderung von ϱ_b zu $\dot{\varrho}_s^-$ vernachlässigbar ist /38/. In qualitativer Form geht dies auch aus Bild 14 hervor. Während bei großen Erholungszeiten die Änderung von ϱ_b dominiert, ist für die Änderung der Gesamtversetzungsdichte am Zeitpunkt t_0 die Abnahme der im Subkorninnern vorhandenen Versetzungen entscheidend. Diese Beobachtung rechtfertigt die von Hausselt und Blum /32/ verwendete Näherung $\dot{\varrho}_s^- = \lim_{t \rightarrow t_0} d\varrho_i/dt$. Die zweite Schwierigkeit der Bestimmung von $\dot{\varrho}_s^-$ besteht darin, daß die Änderungsrate von ϱ_i innerhalb der ersten Erholungsminute besonders hoch ist. Aus experimentellen Gründen ist die Änderung von ϱ_i nur für Zeiten oberhalb 30 s erfassbar. In dieser Situation ist die Beobachtung hilfreich, daß die gemessenen ϱ_i -Erholungskurven bei nicht zu großen Erholungszeiten unabhängig von der Art der Entlastung, einschließlich der Entlastung durch Spannungsrelaxation, sind und daß der gut meßbare Abfall der Spannung im Spannungsrelaxationsversuch mit der Abnahme der Versetzungsdichte ϱ_i korreliert werden kann. Damit wird die Interpolation der $\varrho_i(t)$ -Kurven bei Zeiten nahe t_0 und die Bestimmung von $\dot{\varrho}_s^-$ auch nach stationärer Verformung mit hoher Geschwindigkeit $\dot{\epsilon}_s$ möglich /32/.

Geht man davon aus, daß jedes während stationärer Verformung vernichtete Versetzungselement im Mittel über einen bestimmten Weg gelaufen ist und damit zur Gleitung beigetragen hat, so läßt sich die stationäre Verformungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_s$ ausdrücken als /8, 60/:

$$\dot{\epsilon}_s = (b/M) \Lambda \dot{\rho}_s^- \quad (29)$$

Der "Versetzungslaufweg" Λ ergibt sich aus dieser Gleichung in Verbindung mit der Grundgleichung (16) zu

$$\Lambda = v^{-1} dA/d\dot{\rho}^- = dA/dl^- = \Delta A/\Delta l^- \quad (30)$$

Δl^- bzw. dl^- ist diejenige Versetzungslänge, die im Mittel während stationärer Verformung vernichtet werden muß, damit Gleitung einer Versetzung über die Fläche ΔA bzw. dA hinweg ohne Zunahme der Gesamtversetzungsdichte erfolgen kann. Nach Hausselt und Blum /32/ ist Gleichung (29) mit den unabhängigen Meßwerten von $\dot{\epsilon}_s$ und $\dot{\rho}_s^-$ erfüllt, wenn $\Lambda = L/\pi$ gesetzt wird (Bild 15). Dies wiederum wird erwartet, wenn sich die Versetzungen gleitend ohne Vernichtung über die mittlere Querschnittsfläche der Subkörner hinwegbewegen und längs des hal-

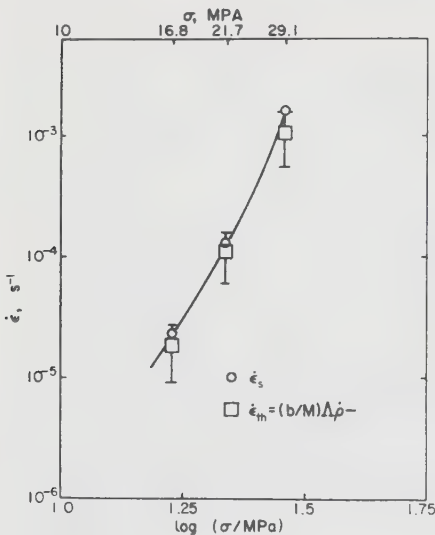


Bild 15

Vergleich der gemessenen stationären Verformungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_s$ von Al-11%Zn bei 523 °K mit dem nach Gleichung (29) aus $\dot{\rho}_s^-$ und $\Lambda = L/\pi$ berechneten Wert $\dot{\epsilon}_m$ in Abhängigkeit von der Spannung

ben Umfangs dieser Querschnittsfläche zu einer Erhöhung und längs der restlichen Hälfte zu einer Erniedrigung der Versetzungsdichte in der Subkorngrenze führen. Zweifellos läßt sich - schon mit Rücksicht auf die nicht unerheblichen Meßfehler - aus diesem Ergebnis nicht zwingend folgern, daß im Subkorninnern keine Versetzungsvernichtung erfolgt. Es läßt sich aber sagen:

- a) Wie nach Beziehung (29) zu erwarten, ist die gemessene Spannungsabhängigkeit von $\dot{\gamma}_s^-$ in der Lage, die starke Spannungsabhängigkeit von $\dot{\epsilon}_s$ zu erklären. (Da L_s nach Beziehung (3) wie $1/\sigma$ variiert, ist der Spannungsexponent von $\dot{\gamma}_s^-$ sogar um 1 größer als der von $\dot{\epsilon}_s$.)
- b) Der Laufweg Λ ist von der Größenordnung der Subkorngröße und damit deutlich größer als der Abstand der Versetzungen im Subkorninnern.

4.3 Mechanismus der Versetzungsvernichtung

4.31 Zum Begriff der Versetzungsvernichtung

Versetzungsvernichtung scheint zunächst eindeutig als Gegenteil von Versetzungserzeugung definiert zu sein. Dies trifft auch zu, solange die Rate der Versetzungserzeugung vernachlässigt werden kann wie bei der besprochenen Erholung der Versetzungsanordnung nach stationärer Verformung. Hier ist $\dot{\gamma}^- V dt$ diejenige Länge, um die sich die gesamte Versetzungslänge im Volumen V innerhalb des Zeitelementes dt verringert hat. Im Fall der stationären Verformung ist $\dot{\gamma}^-$ dagegen nicht so einfach meßbar, da die vernichtete durch die neu erzeugte Versetzungslinienlänge jeweils genau kompensiert wird. Es stellt sich die Frage, was während stationärer Verformung unter "Versetzungsvernichtung" verstanden werden soll.

Die Frage wäre einfach zu beantworten, wenn es sich bei der Vernichtung von Versetzungslinienlänge um einen ähnlich überschaubaren Prozeß handelte, wie ihn etwa die Vernichtung eines Frenkeldefektes darstellt: Mit dem Sprung des Zwischen-

gitteratoms in die Leerstelle haben sich beide Defekte gegenseitig vernichtet. Ähnlich einer solchen bipartikularen Reaktion wird seit Weertman /78, 79/ in den meisten Erholungsmodellen auch die Vernichtung von Versetzungen behandelt (obwohl Weertman in einer späteren Arbeit /80/ eine korrekte, dreidimensionale Darstellung des Vernichtungsvorgangs gegeben hat): Zwei Versetzungen entgegengesetzten Vorzeichens bewegen sich gleitend in eine Dipolkonfiguration (Bild 16). Um sich zu vernichten, müssen sich die Versetzungen durch Klettern



Bild 16

Aus den Quellen Q entsandte Versetzungen entgegengesetzten Vorzeichens bilden an einem Hindernis (schraffiert) einen Dipol

oder Quergleiten mit einer Bewegungsrichtungskomponente senkrecht zu ihrer Gleitebene aufeinander zu bewegen. Mit dem athermischen Zerfall des Dipols, dessen Weite auf wenige Atomabstände geschrumpft ist, erfolgt die Vernichtung der Versetzungslinien. Charakteristikum dieser Modellvorstellung ist, daß Versetzungsvernichtung und Gleitung zeitlich und räumlich voneinander getrennte Vorgänge darstellen. Dies ist jedoch i.a. nur für eine Anordnung aus parallelen Versetzungen der Fall.

Die Wirklichkeit sieht komplizierter aus. Bild 17 veranschaulicht dies am Beispiel zweier Versetzungsringe, die in verschiedenen, parallelen Gleitebenen liegen. Bild 17 a entspricht genau dem Fall des Bildes 16: Im Zuge der Gleitung haben sich die Versetzungsringe über gewisse, hier willkürlich als rechteckig angenommene Flächen ausgedehnt; danach erfolgt Vernichtung der längs AB in Dipolkonfiguration befindlichen Versetzungslänge. In Bild 17 b findet der rechte Versetzungsring den linken schon in voller Ausdehnung vor, reagiert bei A lokal mit dem linken Ring unter Bildung zweier

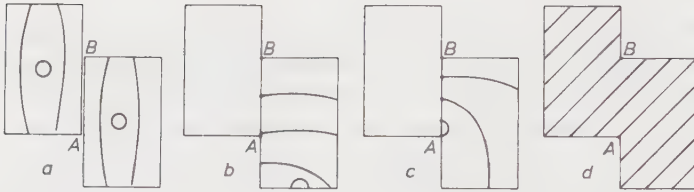


Bild 17 Vernichtungsreaktion zweier Versetzungsringe
Einzelheiten im Text

Sprünge, die von der Gleitebene des einen Ringes zu der des anderen führen, und baut im Zuge weiterer Ausdehnung unter Mitführung eines Sprunges den Teil AB des linken Versetzungsringes ab. Für diesen Vorgang ist nicht erforderlich, daß die Quelle, aus der der rechte Versetzungsring stammt, vom linken Versetzungsring unabhängig ist, wie es in Bild 17 b angenommen wurde. In Bild 17 c ist davon ausgegangen worden, daß ein Teilstück des linken Versetzungsringes die Quelle für den rechten Ring darstellt. Das Endergebnis der Vernichtungsreaktion ist in jedem Falle gleich: Abgleitung ist über die in Bild 17 d schraffierte Fläche erfolgt durch Ausbreitung zweier Versetzungsringe, ohne daß innerhalb der Fläche Versetzungslinien zurückgeblieben sind. Die Fälle b und c unterscheiden sich aber insofern grundsätzlich vom Fall a, als hier Abbau von Versetzungslinienlänge längs AB und Gleitung unter Zunahme der Länge des rechten Versetzungsringes gleichzeitig auftreten. Voraussetzung für die Fälle b und c war lediglich, daß Bildung und Bewegung der Sprünge keine Probleme aufwerfen. Dieser Punkt wird im nächsten Abschnitt eingehend behandelt. Während im Fall a noch eine klare Trennung zwischen Gleitung und Erholung möglich ist, stellt sich die Frage, ob man im Fall c nicht eher von weiterer Ausdehnung des linken Versetzungsringes unter Erzeugung neuer Versetzungslänge sprechen sollte. Dies ist jedoch nur eine semantische Frage. Für unsere Zwecke ist es allein wichtig zu wissen, ob auch Prozesse nach b und c zum Abbau

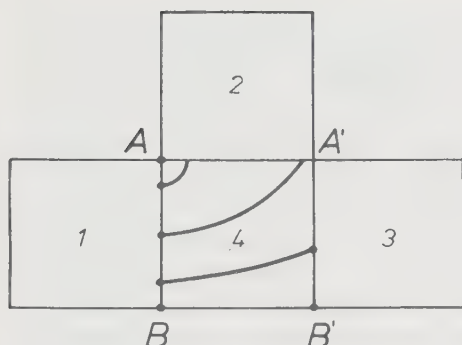


Bild 18

Über die Flächen (Subkörner) 1, 2, 3 erfolgte Gleitung setzt sich über Subkorn 4 hinweg fort unter Abbau der Versetzungslänge BAA'B'. Sprünge sind durch Punkte markiert.

der Versetzungsdichte nach stationärer Verformung, also zur experimentell erfaßten Versetzungsvernichtungsrate $\dot{\rho}_S^-$, beitragen können. Dazu betrachten wir Bild 18. Hier sind drei Versetzungsringe gleichen Burgersvektors gezeigt. Die Begrenzung der Ringe kann man sich etwa durch Subkorn Grenzen gegeben vorstellen. Wenn sich die Gleitung nach dem Mechanismus des Bildes 17 b bzw. c über die Fläche 4 hinweg fortsetzt, kann gleichzeitig die Versetzungslinienlänge BAA'B' abgebaut werden. Gleitung über die Fläche 4 trägt im gleichen Sinne wie die über die Flächen 1, 2, 3 erfolgte Gleitung zur Verformung bei, da sie zur Vergrößerung der gesamten "abgeglittenen" Fläche führt. Abbau der Versetzungslinienlänge kann natürlich nach dem gleichen Mechanismus auch durch Zusammenziehen der Versetzungsringe 1, 2 oder 3 erfolgen. In diesem Fall wäre der Beitrag zur makroskopischen Verformung entgegengesetzt dem der Gleitung über Fläche 4. Die Prozesse nach Bild 17 b und c können also im Prinzip durchaus zur Versetzungsvernichtung nach stationärer Verformung beitragen, ohne daß im entlasteten Zustand ein makroskopischer Verformungsbeitrag entsteht, weil sich die lokalen Verformungsbeiträge kompensieren.

4.32 Versetzungsstricken an Subkorn Grenzen

4.321 Stricken einzelner Versetzungen

Man mag einwenden, daß die in Bild 17 b und c erforderliche Sprungbewegung zwar dann problemlos ist, wenn die Versetzung AB Schraubencharakter hat, nicht jedoch, wenn AB eine Stufenversetzung darstellt, da dann nichtkonservative Sprungbewegung erforderlich ist. Abgesehen von möglichen Gegenargumenten, etwa dem Hinweis darauf, daß auch konservative Bewegung des betreffenden Sprungs senkrecht zu AB möglich erscheint, hat dieser Einwand nur für die Situation im Subkorninnern Berechtigung, trifft aber nicht für den Fall zu, daß AB Teil einer Subkorn Grenze ist. Die nach Bild 17 b und c zu erwartende Versetzungskonfiguration (Bild 19) findet

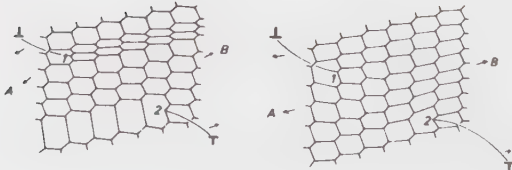
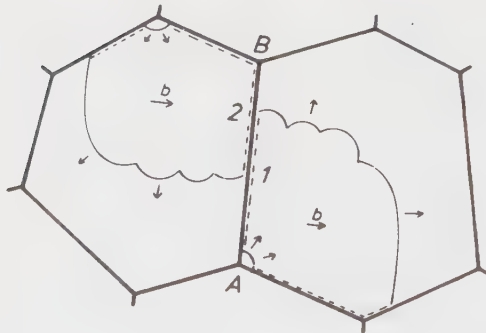


Bild 19

Zwei Versetzungsringe gleichen Burgersvektors gleiten über benachbarte Subkörner und reagieren mit der Subkorn-grenze AB. Die unteren Teilbilder zeigen die Subkorn-grenzstruktur an den "Strickpunkten" 1 und 2 im Fall des Einstrickens (1) und des Ausstrickens (2). Durch Ausgleich der Maschen-größen (rechtes unteres Teilbild) verschwindet der Symmetrieunterschied zwischen den Punkten 1 und 2

sich an allen untersuchten Stellen, an denen eine Versetzung des Subkorninnern an einer Subkorngrenze endet. Bild 20 gibt ein Beispiel. Eine Reihe weiterer Beispiele sind in /32/ und /81/ gezeigt worden. Die im Subkorninnern verlaufende Versetzung ist potentiell beweglich, der in der Subkorngrenze verlaufende Versetzungsteil entspricht der unbeweglichen Versetzung AB aus Bild 17. Die Reaktion einer aus dem Subkorninnern kommenden Versetzung mit einer Subkorngrenze wird nach Lindroos und Miekko-oja /82/ in anschaulicher Weise als "Stricken" bezeichnet. Die Bedeutung dieses Prozesses für die Einstellung einer stationären Versetzungsstruktur wurde mehrfach angesprochen /7 (S. 144/145), 81, 83, 84/. Je nach ihrer Bewegungsrichtung stricken sich die mit der Subkorngrenze reagierenden Versetzungen des Subkorninnern in die Subkorngrenze hinein oder aus ihr heraus /81/. Daß "Ausstricken" überhaupt nicht vorkommt, ist äußerst unwahrscheinlich. In der Tat konnte das Herauslösen von Versetzungen aus Subkorngrenzen im Heiztischhalter des Elektronenmikroskops von Hausselt /85/ direkt beobachtet werden.

Subkorngrenzen bestehen aus Systemen paralleler Versetzungen gleichen Burgersvektors. Daß die Versetzungen der verschiedenen Systeme in der Regel miteinander reagieren, was zur Bildung mehr oder weniger regelmäßiger, hexagonaler Netzwerke führt, ist eine Komplikation, die hier nicht berücksichtigt zu werden braucht, da die Versetzungsreaktionen bei Bedarf auch in umgekehrter Richtung ablaufen können (vgl. auch die Besprechung des Bildes 24). Für eine Versetzung aus dem Subkorninnern, die mit einem System der Subkorngrenzversetzungen unter Vernichtung reagieren kann, stehen daher Reaktionspartner im Abstand von größenordnungsmäßig $s = L_A^{-1}$ zur Verfügung. Falls die Vernichtung durch Klettern erfolgt, ist s die maximale Kletterdistanz. Die Geschwindigkeit des Kletterns durch Leerstellenemission ist /7, 80/:

$$v_c = (2\pi D/b \ln(R/b))(\exp(\Omega \sigma_c/kT) - 1) \quad (31)$$

D ist der Selbstdiffusionskoeffizient, R der äußere Abschneideradius, Ω das Atomvolumen und σ_c die Kletterspannung. Der

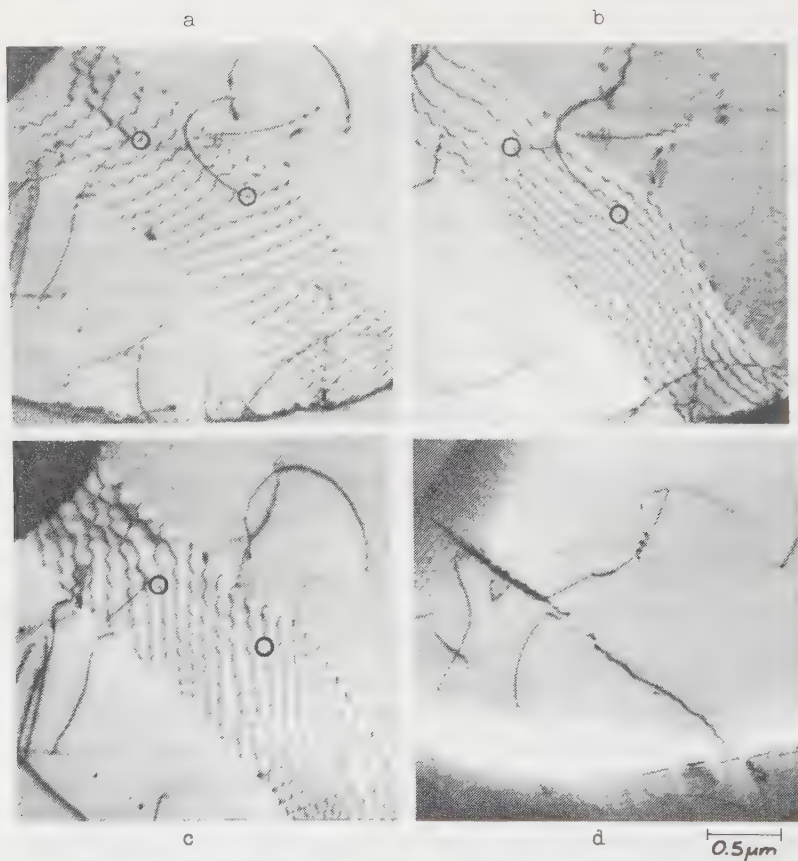


Bild 20 Zwei "Strickpunkte" (durch Kreise markiert) in bei 523 K stationär verformtem Al-11%Zn. Jeweils eins der am Netzwerksaufbau beteiligten Versetzungssysteme ist in a, b und c unsichtbar. In d steht die Subkorngrenze parallel zum abbildenden Elektronenstrahl. Die unterschiedlichen Kontraststellungen in a, b, c und d wurden durch Kippung der Folie um die Winkel 19.5° , 26° , 36.5° und -43.5° erhalten. In b erkennt man die von den beiden betrachteten, strickenden Versetzungen hinterlassene Reaktionsspur am einfachsten. Ihre Richtung entspricht etwa der Verbindungslinie zwischen den Kreisen. Aus den Reaktionsspuren ergibt sich, daß es sich bei beiden Strickvorgängen um Ausstricken handelt. Das Aussehen der Reaktionsspur zwischen den Kreisen in a, b, c entspricht dem in Bild 25 a, b, c für $\delta = 3\pi/4$ gezeigten.

Term $\ln(R/b)$ wird meist zu 10 abgeschätzt /7, 80/ und zwar auch für Klettern in Subkorn Grenzen /86/. Es ist aber anzunehmen, daß im letzteren Fall der Abstand R von der kletternden Versetzung, an dem die Leerstellenkonzentration gleich der thermischen Gleichgewichtskonzentration ist, wesentlich kleiner als $10^4 b$ ist. Bei $R \approx s \approx 100 b$ ist $\ln(R/b) \approx 5$. Die Beschränkung auf den Fall des bei hohen σ_c relativ schnellen Kletterns durch Leerstellenemission ist zulässig, weil jeder strickenden Versetzungen zwei Subkorn Grenzversetzungen als nächste Nachbarn zur Verfügung stehen, wobei die Vernichtungsreaktion in einen Fall unter Leerstellenemission, im anderen unter Leerstellenabsorption erfolgt. Dies wird unten unter 2) näher diskutiert. Die Kletterspannung σ_c ist von der Dipolweite h abhängig /80, 86/:

$$\sigma_c = G b / 4 h \quad (32)$$

Den Minimalwert von σ_c erhält man für $h = s$. Daraus ergibt sich ein Minimalwert für v_c und ein Maximalwert für die Kletterzeit t_c , die notwendig ist, um über die Distanz s hinweg zu klettern:

$$t_c < b s / D (\exp(\Omega G b / 4 s k T) - 1) = t_{c, \max} \quad (33)$$

Diese Zeit kann verglichen werden mit der Zeit t_g , die für das Gleiten der Versetzungen über das Subkorninnere hinweg (Distanz $\approx L$) benötigt wird:

$$t_g = b L \rho_i / M \dot{\epsilon} \quad (34)$$

Die folgende Tabelle enthält die aus den bisher untersuchten

Tabelle

Material	T/K	σ / MNm^{-2}	$t_{c, \max} / s$	$t_g / t_{c, \max}$
Al-11%Zn	660	1.7	0.4	5700
"	"	10	0.06	25
"	523	10	50	85
"	"	30	18	0.4
RR 350	573	80 + 144	0.1	6 + 3200

Fällen für $t_{c,max}$ erhaltenen Ergebnisse. In keinem Falle ist $t_{c,max}$ wesentlich größer als die Gleitzeit t_g , meist ist sie deutlich kleiner. Dies bedeutet, daß der Abbau von in Subkorn-grenzen liegenden Stufenversetzungen nicht durch den Kletter-prozeß in den Subkorn-grenzen, sondern durch das Gleiten der Versetzungen entlang den Subkorn-grenzen bestimmt sein muß. Die Sprünge an den "Strickpunkten", wo die Versetzungen des Subkorninnern in die Subkorn-grenzen münden, werden sich also rasch genug mit den gleitenden Versetzungen mitbewegen können. Man erwartet daher an den Strickpunkten das in Bild 19 gezeigte Aussehen der Subkorn-grenze in Übereinstimmung mit dem experimentellen Befund. Dagegen werden Dipole in den Subkorn-grenzen nicht erwartet und nicht gefunden.

Bei tieferen als den untersuchten Temperaturen steht zu erwarten, daß die Ungleichung $t_{c,max} < t_g$ mit der oben verwendeten Beziehung für $t_{c,max}$ nicht mehr erfüllt ist. Es gibt aber Argumente dafür, daß der Strickprozeß trotzdem mit einer dem Gleitprozeß adäquaten Geschwindigkeit abläuft. Diese werden im folgenden diskutiert:

1) Punktfehlerübersättigung

Nach einem relativ früh gemachten Vorschlag /87, 88, 89/ ist zu berücksichtigen, daß die für die Geschwindigkeit des Kletterns maßgebliche, mittlere Leerstellenkonzentration zwischen Leerstellenquellen und -senken höher als die Konzentration der Leerstellen im thermischen Gleichgewicht ist. In /60/ wurde die Möglichkeit diskutiert, daß die für die Vernichtung von Stufenversetzungen in Subkorn-grenzen erforderlichen Leerstellen durch Überschwemmung des Kristallgitters mit verformungsinduzierten Leerstellen zur Verfügung gestellt werden. Eine Möglichkeit der Leerstellenerzeugung ist gegeben durch nichtkonservative Sprungbewegung /85/. Unter stationären Verhältnissen müssen sich Erzeugung und Vernichtung von Leerstellen die Waage halten. Es zeigt sich allerdings /60/, daß die an leerstellenemittierenden Sprüngen erzeugten Leerstellen zur Deckung des Leerstellenbedarfs für die Vernichtung der

Stufenversetzungen in Subkorn Grenzen nicht einmal dann ausreichen, wenn angenommen wird, daß sämtliche erzeugten Leerstellen an die Stufenversetzungsdipole in den Subkorn Grenzen transportiert werden (Bild 21). Dabei ist diese Annahme sogar unrealistisch, weil wegen der großen Entfernungen zwischen den betrachteten Leerstellenquellen (Sprünge im Subkorninnern) und -senken (Dipole in Subkorn Grenzen) "Leerstellenverluste" an Versetzungen des Subkorninnern (einschließlich leerstellenabsorbierenden Sprüngen) und der Subkorn Grenzen unvermeidlich sind. Als Ausweg aus dieser Schwierigkeit wurde in /60/ zusätzliche Punktfehlerproduktion durch athermischen Dipolzerfall /90/ betrachtet. Auch dieser Prozeß hilft allerdings wegen der erwähnten Leerstellenverluste nicht entscheidend weiter, solange die Abstände zwischen den Leerstellenquellen und den zu vernichtenden Stufenversetzungsdipolen in den Subkorn Grenzen groß gegen den Abstand sind, den die Versetzungen in den Subkorn Grenzen untereinander haben. Wenngleich

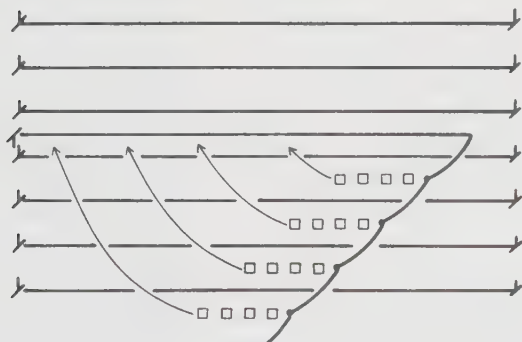


Bild 21 Modell der Beschleunigung der Vernichtung von Stufenversetzungsdipolen in Subkorn Grenzen durch Leerstellen, die als Folge nichtkonservativer Sprungbewegung im Subkorninnern erzeugt werden

Punktfehlerübersättigung bei entsprechend tiefer Temperatur stationärer Verformung mit Sicherheit auftritt und auch experimentell belegt worden ist /91 - 94/, ist doch nach obigen Überlegungen ausgeschlossen, daß durch sie die Vernichtung von Stufenversetzungen in Subkorngrenzen im Sinne des genannten Modells (Bild 21) entscheidend bestimmt wird.

2) Geringer Quellen-Senken-Abstand

Sind die Abstände zwischen Leerstellenquellen und -senken klein, kann bereits durch Überlappung der Diffusionsfelder eine lokale Erhöhung der für die Diffusionsgeschwindigkeit maßgeblichen mittleren Leerstellenkonzentration gegenüber dem Gleichgewichtswert auftreten, ohne daß das gesamte Gitter mit Leerstellen überschwemmt wird. Dieses Argument wurde bereits von Ilchner /7/ in Zusammenhang mit der Diskussion des Modells der nichtkonservativen Sprungbewegung verwendet. Um zu klären, ob es auch beim Klettern in Subkorngrenzen von Wichtigkeit sein kann, betrachten wir diesen Vorgang im folgenden etwas genauer.

Bild 22

Reaktion zweier Versetzungen mit einer aus einem System von (Stufen-) Versetzungen gleichen Burgersvektors bestehenden Subkorngrenze. Die Linienrichtungen der Versetzungen a bzw. b und der Subkorngrenzversetzungen unterscheiden sich um die Winkel π bzw. $5\pi/4$. Die Schraffur deutet die Lage der "eingeschobenen Halbebene" der Stufenversetzungen an; die Leerstellendiffusionsströme sind durch Pfeile markiert; die Reaktionsdauer nimmt im Sinne zunehmender Zahlenwerte zu; bei a3 und b1 ist athermische Vernichtung angedeutet.

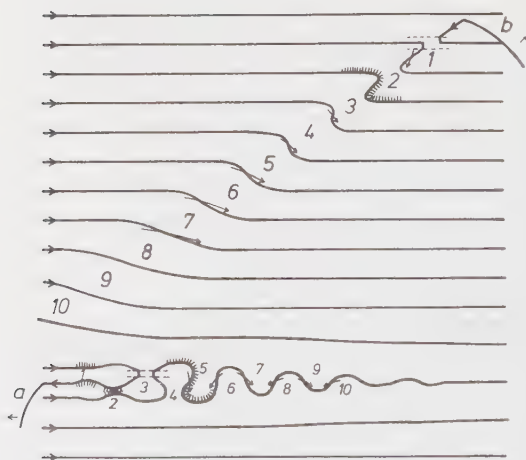


Bild 16 suggeriert, daß eine Stufenversetzung mit ihrem Vernichtungspartner entweder einen leerstellenerzeugenden oder einen leerstellenvernichtenden (bzw. Zwischen-gitteratome erzeugenden) Dipol bildet. Dies ist über die gesamte Dipollänge allerdings nur dann der Fall, wenn die Dipolversetzungen sich nicht schneiden und wenn nur ein Vernichtungspartner zur Verfügung steht. Beides gilt i.a. nicht für Versetzungsvernichtung in Subkorn Grenzen. Es ist schon früher darauf hingewiesen worden, daß eine in eine Subkorn-grenze eingebaute Versetzung mindestens zwei nächste Nachbarn der gleichen Versetzungsfamilie hat, mit denen sie reagieren kann. Welcher der Reaktionspartner für die Vernichtungsreaktion gewählt wird, hängt u.a. von den betreffenden Dipolweiten ab. Bei der Fehlordnung, die Subkorn Grenzen während stationärer Verformung aufweisen, ändern sich die Abstände zwischen einer zu vernichtenden Versetzung und ihren beiden in Frage kommenden Vernichtungspartnern von Ort zu Ort. Daher werden die schrumpfenden Dipole teils vom leerstellenemittierenden, teils vom leerstellenabsorbierenden Typ sein. Dies bedeutet, daß Quellen und Senken von Leerstellen sich i.a. längs einer einzelnen Reaktionsspur einer aus dem Subkorninnern in die Subkorn Grenze gelaufenen Versetzung, die mit den Subkorn Grenzversetzungen (gleichen Burgersvektors) einen Winkel $\delta = \pi$ bildet, abwechseln werden. Im unteren Teil des Bildes 22 bezeichnen gerade und ungerade Ziffern die Stellen, an denen entlang der Reaktionsspur der Versetzung a leerstellenabsorbierende bzw. -emittierende Dipole sich bilden oder sich bereits vernichtet haben. Durch diesen Prozeß entsteht eine zickzackförmige Versetzungslinie, die sich mit zunehmender Diffusionsdauer geradezieht. Dieser Vorgang ist völlig analog dem oft beobachteten Zerfall eines einzelnen Dipols in eine Folge von Versetzungsringen. Der Vorteil im betrachteten Fall des Bildes 22 gegenüber dem Zerfall eines einzelnen Dipols besteht darin, daß Diffusion nur von Halbring zu Halbring erforderlich ist. Bei kleinem Abstand

zwischen Quellen und Senken von der Größenordnung der ursprünglichen Dipolweite wird das Geradeziehen entsprechend rasch ablaufen.

Eine gegenüber dem unteren Bildteil noch günstigere Situation stellt der obere Teil des Bildes 22 dar. Hier schließt die in die Subkorngrenze hineingebrachte Versetzung mit den Subkorngrenzversetzungen gleichen Burgersvektors einen Winkel $\delta \neq \pi$ ein. Es kommt daher zwangsläufig schon während des Versetzungseinbaus an den Kontaktstellen der Reaktionspartner zu athermischem Dipolzerfall. Ähnlich wie im Fall $\delta = \pi$ bildet sich an den Reaktionsstellen 1 bis 10 eine zickzackförmige Versetzungslinie, die bestrebt ist, sich geradezuziehen. Der Unterschied zwischen den beiden in Bild 22 gezeigten Fällen besteht lediglich darin, daß für $\delta = \pi$ zwei, für $\delta \neq \pi$ mehr als zwei Subkorngrenzversetzungen mit der hineingebrachten Versetzung reagieren. Ein dem oberen Teil des Bildes 22 entsprechendes Bild findet sich übrigens schon bei Amelinckx /93/, allerdings nicht in Zusammenhang mit Erholungsprozessen. Es mag sich die Frage erheben, ob eine erhebliche Abweichung des Winkels δ von π bzw. 0 überhaupt vorkommt. Diese Frage muß aus folgendem Grunde bejaht werden: Nach Seeger /1/ ist zu erwarten, daß Quergleitung einer Versetzungsgruppe zur Bildung einer Subkorngrenze mit Biegecharakter Anlaß gibt, welche aus den in der Quergleitebene zurückbleibenden Stufenversetzungssegmenten aufgebaut ist. Diesem Prozeß wird eine wichtige Rolle an der Subkorngrenzbildung während Verformung zugeschrieben in Übereinstimmung mit dem experimentellen Ergebnis, daß in Stoffen mit niedriger Stapelfehlerenergie die Substrukturbildung erschwert ist. Wenn sich in eine solche, durch Quergleitung gebildete Subkorngrenze eine "primäre" Stufenversetzung hineinbewegt, so entsteht genau die in Bild 22 b gezeigte Konfiguration.

Bisher wurde nur ein System der die Subkorngrenzen aufbauenden Versetzungen betrachtet. In Wirklichkeit sind die stationären Subkorngrenzen aber fast ausnahmslos Netzwerke,

d.h. aus mindestens zwei Versetzungsfamilien aufgebaut. Die Bilder 23 und 24 zeigen jedoch, daß diese Komplizierung nicht sehr erheblich ist. Bild 23 gibt noch einmal den schon in Bild 22 für zwei Werte von δ abgehandelten Fall der Reaktion mit einer Familie aus Versetzungen gleichen Burgersvektors, d.h. einer Kippgrenze, wieder für δ -Werte in Abständen von $\pi/4$. Es ist angenommen worden, daß längs der Reaktionsspur nur begrenzte Diffusion stattgefunden hat, etwa entsprechend Zeitstufe 2 bis 4 in Bild 22, so daß die Zickzackform der Reaktionsprodukte noch erkennbar ist. Weiteres Geradeziehen führt zu weiterer Verringerung der Versetzungslinienlängen. Im Bereich zwischen $3\pi/4$ und $5\pi/4$ verringert sich als Folge der Versetzungsreaktion die Versetzungslinienlänge in der Subkorngrenze, im δ -Bereich um 0 zwischen $7\pi/4$ und $\pi/4$ erhöht sie sich, in den übrigen Bereichen bleibt sie wenig verändert. Die analoge Darstellung für ein einfaches Versetzungsnetzwerk zeigt Bild 24. In der Bildmitte ist angedeutet, aus welchen beiden Versetzungsfamilien das Netzwerk entstanden gedacht werden kann. Die oktagonale Reaktionsspur wurde dadurch erhalten, daß an den Reaktionsstellen der eingebrachten Versetzung mit den Netzwerksversetzungen entweder Vernichtung mit den Versetzungssegmenten, die den gleichen Burgersvektor haben wie die ursprünglich horizontal verlaufende Versetzungsfamilie, oder Reaktion mit anderen Versetzungssegmenten des Netzwerks entsprechend der Knotenregel betrachtet wurde. Wieder ist nur ein begrenztes Geradeziehen angenommen worden. Die δ -Bereiche der Verringerung bzw. Erhöhung der Subkorngrenzversetzungslänge als Folge der Reaktion entsprechen etwa denen des vorigen Bildes. Die Fälle $\delta = 3\pi/4$ und π bzw. $7\pi/4$ und 0 stellen das schon in Bild 19 gezeigte Ein- bzw. Ausstricken einer Versetzung dar. Während Einstricken einer Versetzung in eine Subkorngrenze unabhängig von Art und Richtung des Burgersvektors der betreffenden Versetzung möglich ist, kann Ausstricken einer Versetzung aus einem Netzwerk nur passieren, wenn der Burgersvektor der strickenden

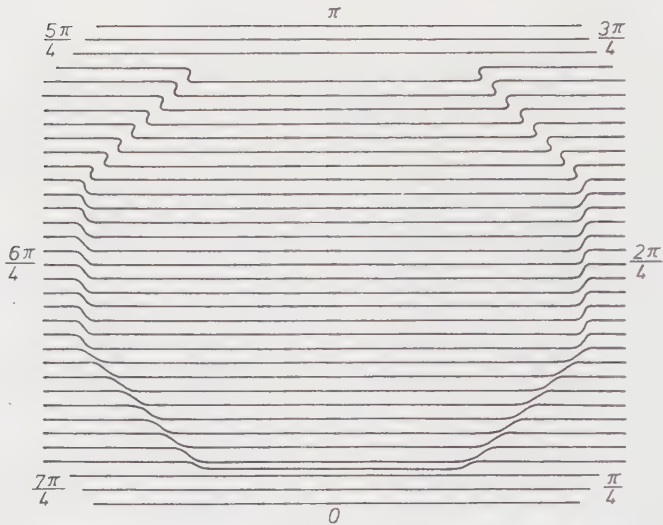


Bild 23 Reaktionsspuren in einer symmetrischen Biegegrenze, entstanden durch Einbau einer Versetzung, deren Burgersvektor mit dem der Subkornrenzversetzungen übereinstimmt und deren Linienrichtung verschiedene Winkel δ zwischen 0 und 2π mit der Linienrichtung der Subkornrenzversetzungen einschließt

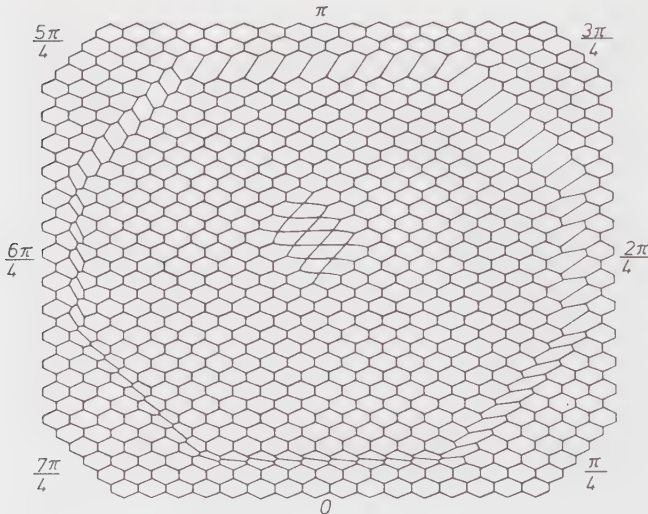
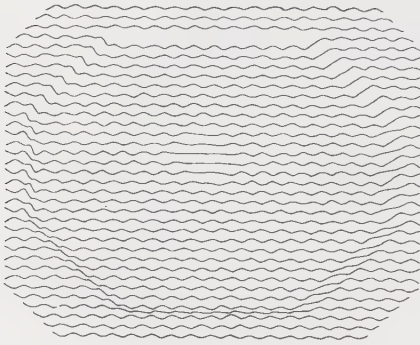


Bild 24 Reaktionsspuren analog Bild 23 für ein Netzwerk. Die eingebaute Versetzung hat den gleichen Burgersvektor wie das in Bildmitte horizontal verlaufende Versetzungssystem

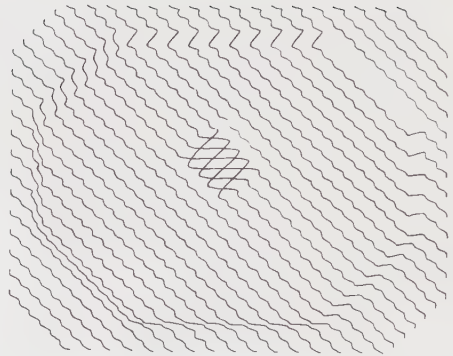
Versetzung vom Typ eines am Aufbau der Subkorngrenze beteiligten Burgersvektors ist. Man kann Ausstricken einer Versetzung auch auffassen als Einstricken einer Versetzung, deren Linienrichtung etwa entgegengesetzt der Linienrichtung einer Versetzungsfamilie des Netzwerks mit gleichem Burgersvektor ist.

In der Regel ist bei elektronenmikroskopischer Abbildung eines Netzwerkes eines der am Netzwerksaufbau beteiligten Versetzungssysteme unsichtbar oder in schwachem Kontrast, vgl. Bild 20). Die Bilder 25 a bis c zeigen das dann zu erwartende Aussehen des Netzwerks des Bildes 24. In den Fällen a und b ist eine Ähnlichkeit mit Bild 23 unverkennbar. Angaben, daß sich unter stationären Subkorngrenzen solche befinden, die nur aus einem System paralleler Versetzungen bestehen, sind daher mit Vorsicht zu betrachten. Man darf aus dem Fehlen von Ähnlichkeiten mit Bild 23 nicht folgern, daß keine Strickprozesse aufgetreten sind. Dies wird deutlich aus Bild 25 c, bei dem derjenige Burgersvektor des Netzwerks, der an der Vernichtungsreaktion beteiligt war, nicht zur Abbildung beiträgt. Die Bilder 20 a, b, c entsprechen den Bildern 25 a, b, c für den Fall des Ausstrickens ($\delta = 3\pi/4$ oder π).

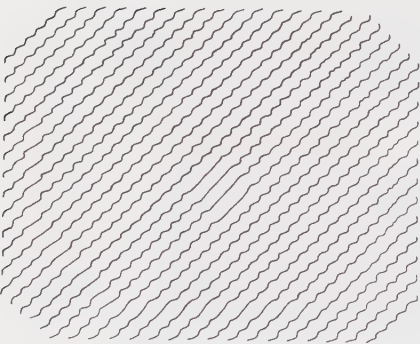
Die Überlegungen dieses Abschnittes münden in das wichtige Ergebnis, daß entlang der Reaktionsspur, die eine vernichtungsfähige Versetzung in einer beliebigen Subkorngrenze hinterläßt, Quellen und Senken von Leerstellen einander abwechseln, so daß die Leerstellenbilanz annähernd ausgeglichen ist. Da nun nicht mehr Dipole in Subkorngrenzen als reine Leerstellensenken betrachtet werden dürfen, wie dies in Bild 21 geschehen war, entfallen die oben unter 1) diskutierten Bilanzschwierigkeiten. Eine entweder globale oder - durch hinreichende Überlappung von Leerstellenquellen und -senken - lokale Erhöhung der mittleren, für die Dipolauflösung maßgebenden Leerstellenkonzentration wird eine beschleunigende Wirkung auf den Auflösungsprozeß ausüben.



a



b



c

Bild 25 Aussehen des in Bild 24 gezeigten Netzwerks,
wenn jeweils eins der drei Versetzungssysteme
unsichtbar ist (vgl. auch Bild 20)

3) Kurzschlußdiffusion

Nach den Ausführungen des letzten Abschnittes ist es unmittelbar einsichtig, daß Kurzschlußdiffusion entlang den Subkornengrenzversetzungen gerade bei niedrigen Temperaturen den Abbau von Stufenversetzungen in Subkornengrenzen wirksam beschleunigen wird. In diesem Sinne wurde in /81/ von "kurzreichweitiger Kurzschlußdiffusion" in Zusammenhang mit dem Versetzungsstricken gesprochen. "Kurzreichweitig" bezieht sich auf die in 2) angesprochenen kurzen Diffusionswege. In ähnlichem Sinne haben sich schon Miekko-oja und Lindroos /96/ geäußert, allerdings nur in Bezug auf Einstricken von Versetzungen, nicht auf das hier hervorgehobene Ausstricken. Die Abnahme der Versetzungsdichte in Subkornengrenzen wurde von Lindroos und Miekko-oja eher konventionell gedeutet /96, 97/.

4) Quergleiten

Die bisherigen Argumente scheinen bereits ausreichend, um zu begründen, daß auch bei tieferen als den untersuchten Temperaturen der Abbau von Versetzungslinienlänge in den Subkornengrenzen rasch gegenüber dem Gleiten der Versetzungen im Subkorninnern ablaufen wird. Von Kocks /5/ und Mecking /6/ wurde allerdings aus den experimentellen Daten gefolgert, daß selbst nahe dem absoluten Temperaturnullpunkt stationäre Verformung möglich sein müsse. Unter diesen Bedingungen muß wegen der endlichen Größe der Aktivierungsenthalpie für den Platzwechsel von Punktfehlern auch "kurzreichweitige Kurzschlußdiffusion" versagen. In diesem Zusammenhang ist von Interesse, daß für den Abbau einer Stufenversetzung in einer Subkornengrenze nicht nur der Kletterprozeß zur Verfügung steht. Vielmehr hat eine lateral an einer Subkornengrenze entlanglaufende Schraubenversetzung auch die Möglichkeit, durch eine Folge von Quergleitprozessen der Zickzackform der in eine Subkornengrenze eingestricken Stufenversetzung zu folgen und diese damit abzubauen. Die durch den Quergleitprozeß im Subkorninnern erzeugten Sprünge können sich entlang der Schrau-

benversetzung konservativ bewegen und zu Supersprüngen wechselnder Höhe aufsummieren. Allerdings wird, selbst wenn das eigentliche Ausstricken von Stufenversetzungen nach dem Quergleitmechanismus erfolgt, ein Minimum von Materietransport in der Subkorngrenze zur Bildung und Aufrechterhaltung eines stationären Ordnungszustandes der Subkornrenzstruktur stets erforderlich sein. Die Bildung einer stationären Subkornstruktur bei O K erscheint daher als wenig wahrscheinlich. -

Nach Bild 24 erwartet man dort, wo eine Subkornrenzversetzung aus der Grenze herausgelöst worden ist, eine "Laufmasche". In Ausnahmefällen ist diese auch elektronenmikroskopisch zu sehen und zwar bevorzugt dann, wenn durch Erholungsglühung nach stationärer Verformung der Ordnungsgrad der Subkorngrenzen erhöht worden ist. Bild 26 ist ein Beispiel /85/. Meist ist jedoch die Versetzungsstruktur der Subkorngrenze etwa symmetrisch zum Mündungspunkt einer strickenden Versetzung wie in Bild 19 unten rechts angedeutet. Dies hat folgende Ursache: Vor dem Ausstricken (oder Einstricken) einer Versetzung besitzt eine wohlgeordnete Subkorngrenze per definitionem kein langreichweitiges Spannungsfeld, sondern nur ein kurzreichweitiges, dessen Reichweite etwa dem Versetzungsabstand in der Subkorngrenze entspricht /20/. Nach dem Ausstricken ist zwar das kurzreichweitige Spannungsfeld der ausgestrickten Versetzung verschwunden, dafür ist aber ein langreichweitiges Spannungsfeld entstanden. Dieses kann man sich veranschaulichen, indem man Ausstricken betrachtet als Einstricken einer Versetzung entgegengesetzten Vorzeichens. Das langreichweitige Spannungsfeld der gedachten, eingestrickten Versetzung ist identisch mit dem Spannungsfeld der Laufmasche. Dieses Spannungsfeld liefert die treibende Kraft zum Ausgleich der Versetzungsabstände in der Subkorngrenze nach dem Ausstricken einer Subkornrenzversetzung. Erfolgt dieser Ausgleich rasch, so ist die Subkornrenzstruktur symmetrisch bezüglich des Mündungspunktes der strickenden Versetzung und die Bewegungsrichtung der strickenden Versetzung ist nicht zu erkennen /81/.

Die obigen Überlegungen haben gezeigt, daß die realen Subkorn Grenzen während Verformung nicht völlig frei von langreichweitigen Spannungsfeldern sein werden. Sowohl Fluktuationen der Maschenweiten als auch Ausbeulungen der Subkorn Grenzfläche erzeugen langreichweitige, elastische Spannungen. An den Stellen relativ kleiner Maschenweite wird Ausstricken bevorzugt durch die Anziehung, die auf Versetzungen mit einem Vorzeichen, das dem der betreffenden Subkorn Grenzversetzung entgegengesetzt ist, ausgeübt wird. Diese Wechselwirkung langreichweitiger Spannungsfelder kann verständlich machen, warum an der Oberfläche stationär verformter Proben Gleitbänder sichtbar sind, die quer durch die Subkornstruktur verlaufen /38/.

4.322 Wandern von Subkorn Grenzen

Bisher ist die Reaktion einzelner Versetzungen mit Subkorn Grenzen behandelt worden. Die Wirksamkeit des Strickprozesses hinsichtlich des Abbaus von Subkorn Grenzversetzungen ändert sich nicht, wenn das Ausstricken durch gruppenweise Versetzungsbewegung erfolgt. Im Extremfall stellt die strickende Versetzungsgruppe selbst eine Subkorn Grenze dar. Dieser Vorgang ist geläufig als "Wandern von Y-Verbindungen" von Subkorn Grenzen. Der Vorgang des Herauslösens einer ganzen Subkorn Grenze aus einem Netzwerk hat den energetischen Vorzug, daß die zurückbleibende Subkorn Grenze keine Fehlordnung bezüglich der Versetzungsabstände aufzuweisen braucht. Mit anderen Worten: es bleiben keine Laufmaschen (Bild 26) zurück. Exell und Warrington haben Wandern von Subkorn Grenzen während des Kriechens von Cu beobachtet und das Treffen von Subkorn Grenzen, deren Versetzungsgehalte teilweise entgegengesetztes Vorzeichen haben, als für Versetzungsvernichtung maßgebenden Vorgang vorgeschlagen /41/. Nach dem hier verwendeten Sprachgebrauch kann bereits das Wandern einer Y-Verbindung einen

0.5 μm



1 μm

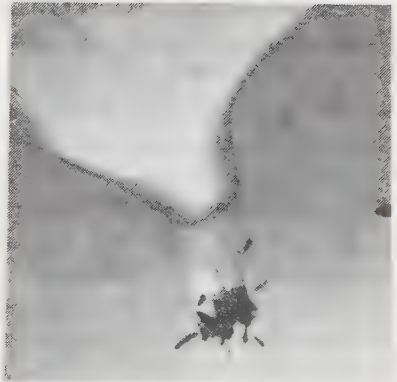
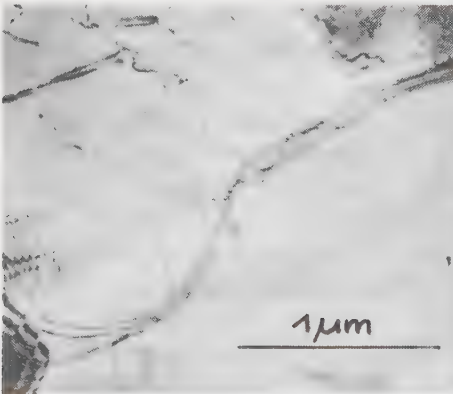


Bild 26 Laufmasche in Subkorgrenze (Pfeile)
Al-11%Zn, bei 523 K
und $\dot{\epsilon} = 1.7 \cdot 10^{-3}/\text{s}$
stationär verformt,
danach im vollständig
entlasteten Zustand
20 min erholt /85/

Bild 27 Wandernde Subkorgrenze, die an Verunreinigungsteilchen hängengeblieben ist;
Al-11%Zn, bei 523 K
und $\dot{\epsilon} = 10^{-3}/\text{s}$ stationär verformt /33/

0.5 μm



1 μm

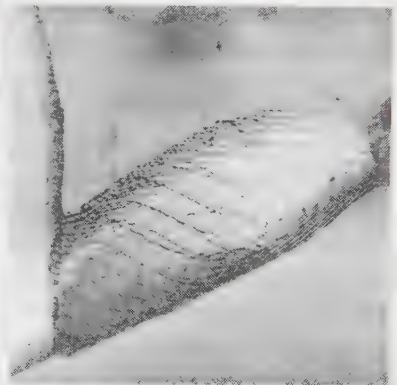


Bild 28 Änderung der Linienrichtung der Versetzungen einer Subkorgrenze (vgl. Bild 30)
Al-11%Zn, bei 523 K
und $\dot{\epsilon} = 1.8 \cdot 10^{-4}/\text{s}$
stationär verformt,
danach bei vollständiger
Entlastung 1000 min
erholt /85/

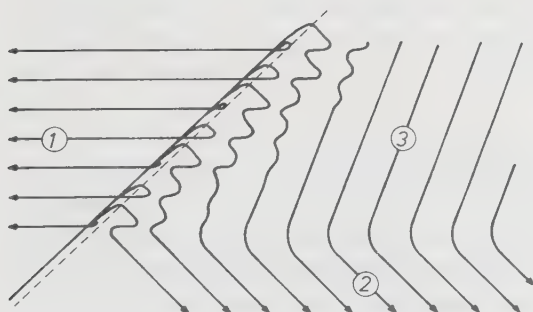
Bild 29 Stricken einzelner Versetzungen
Al-11%Zn, bei 523 K
und $\dot{\epsilon} = 2.5 \cdot 10^{-6}/\text{s}$
stationär verformt,
anschließend 10 min
bei vollständiger Entlastung erholt /38/

Erholungsvorgang darstellen, nämlich dann, wenn er mit Ausstricken verbunden ist. Daß Subkorn Grenzen auch während des Kriechens von AlZn wandern, ist sehr wahrscheinlich. Bild 27 zeigt eine elektronenmikroskopische Aufnahme, die am einfachsten dadurch gedeutet wird, daß eine wandernde Subkorn Grenze an einem zufällig vorhandenen, groben Verunreinigungs teilchen hängengeblieben ist /33/. Hausselt hat heiztisch elektronenmikroskopisch ebenfalls das Wandern einer Subkorn Grenze in einer durchstrahlbaren Folie beobachtet /85/.

Auch im Fall des Ausstrickens durch Wandern einer Subkorn Grenze entlang einer anderen ist ebenso wie für eine einzelne strickende Versetzung (Bild 23, 24) zu berücksichtigen, daß der Winkel δ , den die beiden Versetzungssysteme in ihrer gemeinsamen Reaktionsfläche bilden, von π verschieden sein kann. Die Begründung dafür ergibt sich wieder aus dem Quergleitprozeß, der verursacht, daß Stufenversetzungen gleichen Burgersvektors in zwei verschiedenen Gleitebenen erscheinen, die zueinander in Quergleitbeziehung stehen. Bild 30 veranschaulicht, in welcher Weise die Ausrichtung eines Versetzungssystems 1 verändert wird durch die Reaktion mit einem Versetzungssystem 2 gleichen Burgersvektors: Die Linienrich-

Bild 30 a

Die Subkorn Grenzen 1 und 2 bestehen aus (Stufen-) Versetzungen gleichen Burgersvektors, aber unterschiedlicher Linienrichtung ($\delta = 3\pi/4$). Wenn sie miteinander reagieren, entsteht Subkorn Grenze 3. Der zeitliche Ablauf der Reaktion, die analog Bild 22b erfolgt, ist hinter der Reaktionsfront angedeutet: es bilden sich zickzackförmige Versetzungslinien unveränderten Burgersvektors, die sich geradeziehen.



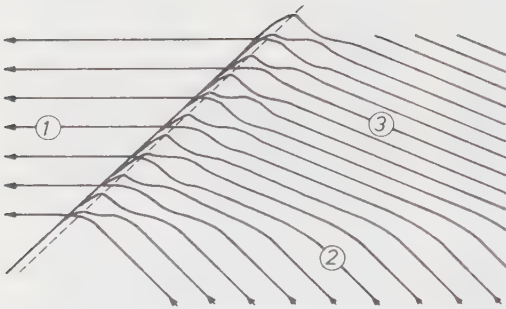


Bild 30 b

Wie Bild 30 a
für $\delta = 7\pi/4$.
Analog Bild 23
nimmt in Bild 30 a
($\delta = 3\pi/4$) die Ver-
setzungslänge pro
Subkorngrenzfläche
als Folge der Reak-
tion (leicht) ab,
während sie hier
($\delta = 7\pi/4$) zunimmt.

tung des als Reaktionsprodukt entstandenen Systems 3 weicht stark von den Linienrichtungen der Ausgangssysteme 1 und 2 ab. Auf diese Weise sind elektronenmikroskopische Aufnahmen wie etwa Bild 28 zu verstehen.

Nach den vorstehenden Ausführungen erscheint ein gewisser Anteil des Subkorngrenzwanderns an Erholungsvorgängen durch Ausstricken gesichert. Wie groß dieser Anteil ist, kann noch nicht gesagt werden. Die Häufigkeit, mit der das Stricken einzelner Versetzungen (einschließlich der Auflösung grobmaschiger, einfach aufgebauter Subkorngrenzen in Einzelversetzungen) beobachtet werden kann (Beispiel: Bild 29), deutet darauf hin, daß Erholung keineswegs nur durch Subkorngrenzwandern getragen wird.

4.4 Erholung nach stationärer Verformung

Das wesentliche Ergebnis des letzten Abschnitts war, daß Erholung und Gleitung i.a. nicht als räumlich und zeitlich voneinander unabhängige Prozesse betrachtet werden dürfen. Dieses Ergebnis liefert auch den Schlüssel zu einer widerspruchsfreien Deutung des Erholungsverhaltens nach stationärer Ver-

formung. Der Erholungsvorgang läßt sich anhand der Änderung der Versetzungsdichte im Subkorninnern (Bild 14) in zwei Abschnitte einteilen. Im ersten Abschnitt nimmt die Versetzungsdichte im Subkorninnern, ρ_i , rasch auf einen niedrigeren Wert ab. Dies kann dadurch erklärt werden, daß die Versetzungen des Subkorninnern weitergleiten, wobei sie nach dem Strickmechanismus mit den Subkorn Grenzen reagieren, bis sie schließlich von den Subkorn Grenzen voll absorbiert worden sind. Über die Gleitrichtung soll dabei noch nichts ausgesagt sein. Bei der Absorption an Subkorn Grenzen handelt es sich nicht um eine einfache Umverteilung der Versetzungen aus dem Subkorninnern in die Subkorn Grenzen, da die Versetzungsdichte ρ_b nicht zu-, sondern abnimmt. Dies bedeutet, daß das Ausstricken das Einstricken überkompensiert hat.

Verblüffend scheint auf den ersten Blick, daß der erste Abschnitt der Erholung nahezu unabhängig von den Entlastungsbedingungen ist /32/. Zunächst würde man erwarten, daß dann, wenn nach der Spannungserniedrigung die mittlere effektive Spannung für thermisch aktivierte Gleitung Null geworden, wenn also $\dot{\epsilon} = 0$ eingestellt worden ist, auch das Ausstricken zum Erliegen kommen müßte. Dies ist aus folgendem Grunde ein Fehlschluß /32/: $\dot{\epsilon} = 0$ bedeutet nur, daß im Mittel über alle sich bewegenden Versetzungen kein Beitrag zur makroskopischen Längenänderung der Probe geleistet wird und daß damit auch Erzeugung neuer Versetzungslinienlänge im Mittel aufhört. Da die effektive Spannung σ^* aber lokal variiert, kann $\dot{\epsilon} = 0$ nicht bedeuten, daß die Gleitbewegung individueller Versetzungen endet. Vielmehr muß man erwarten, daß die Gleitung im Subkorninnern weitergeht und zwar bevorzugt so, daß Versetzungslinienlänge eingespart wird. Schon in Abschnitt 4.31 ist erläutert worden, wie Erholung unter Mitwirkung von Gleitprozessen ablaufen kann bei $\dot{\epsilon} = 0$. Der Unterschied zwischen makroskopischer Gleitung und gleitbestimmter Erholung liegt darin, daß für erstere der Mittelwert der effektiven Spannung unter Berücksichtigung ihres Vorzeichens maßgebend ist,

für letztere aber der Mittelwert des Betrages der lokalen effektiven Spannungen. Die beobachtete Unabhängigkeit des Erholungsverhaltens vom Entlastungsgrad kann so gedeutet werden, daß die Beträge der lokal wirksamen, effektiven Spannungen in erster Linie von der durch die vorangegangene Verformung eingeführten Versetzungsstruktur bestimmt sind und erst in zweiter Linie von der anliegenden äußeren Spannung, vorausgesetzt, daß diese hinreichend stark reduziert worden ist.

Im zweiten Abschnitt relativ langsamer Erholung ist ϱ_i näherungsweise konstant. Der genaue Wert, auf den ϱ_i sich einpendelt, hängt von der äußeren Spannung ab. Ist diese größer als Null, so sinkt ϱ_i nicht unter den durch $\sigma - \Delta\sigma$ festgelegten, neuen stationären Wert. Der dominierende Prozeß ist nun die Abnahme von ϱ_b . Diese geschieht bei annähernd konstantem $L_A / 38$ durch Verringerung der Subkorngrenzfläche pro Volumen, S_V , dadurch, daß aus Subkorngrenzen einzelne Versetzungen und Versetzungsgruppen bis hin zu ganzen Teilsubkorngrenzen herausgelöst werden und sich unter Verkürzung der Versetzungslänge in den zurückbleibenden Subkorngrenzen über das Subkorninnere bewegen. Der Wert von ϱ_i im Fall der vollständigen Entlastung ergibt sich als Resultat von Emission von Versetzungen aus und Absorption an Subkorngrenzen.

4.5 Zusammenfassung

Aus dem Erholungsverhalten der stationären Versetzungsstruktur läßt sich die stationäre Versetzungsvernichtungsrate bestimmen. Diese beschreibt zusammen mit einem Versetzungslaufweg von der Größenordnung der Subkorngröße die stationäre Verformungsgeschwindigkeit. Die Diskussion des Begriffs "Erholung" zeigt, daß Erholung und Gleitung i.a. keine räumlich und zeitlich unabhängigen Prozesse sind. Das Stricken von Versetzungen und Versetzungsgruppen bis hin zu Teilsub-

korngrenzen in Subkorngrenzen hinein bzw. aus Subkorngrenzen heraus vermittelt den Zusammenhang zwischen Gleitung im Subkorninnern und Erholung in den Subkorngrenzen. Eine eingehende Betrachtung der Kinetik des Strickprozesses zeigt, daß die zum Versetzungsstricken erforderlichen Umordnungsprozesse in den Subkorngrenzen aufgrund von "kurzreichweitiger Kurzschlußdiffusion" unter üblichen Bedingungen stationärer Verformung rasch gegenüber dem Gleiten im Subkorninnern ablaufen. Das Erholungsverhalten der Versetzungsanordnung nach stationärer Verformung wird auf der Grundlage des Strickmechanismus durch Absorption von Versetzungen des Subkorninnern an Subkorngrenzen und Auflösen von Subkorngrenzen gedeutet.

5. Mechanismus stationärer Verformung

5.1 Strickmodell

Die Elemente, aus denen sich der im letzten Kapitel beschriebene Erholungsvorgang zusammensetzt, sind nicht neu. Einbau von Versetzungen in Subkorn Grenzen, Auflösung und Wanderung von Subkorn Grenzen sind altbekannte Erholungsvorgänge. Es soll auch ausdrücklich betont werden, daß an keiner Stelle ausgeschlossen worden ist, daß zusätzlich zu den erholungswirksamen Vorgängen an Subkorn Grenzen auch im Subkorninnern Erholungsprozesse vorkommen, etwa Dipolbildung und -auflösung im Sinne von Bild 16 a. In der Tat werden Dipole im Subkorninnern auch an AlZn häufig beobachtet /38, 85/. Die Betrachtung der Erholungsprozesse im einzelnen hat aber dazu geführt, die bisher übliche Trennung von gleitbestimmter und erholungsbestimmter Hochtemperaturverformung aufzuheben. Nach Gleichung (26) und (29) ist jede stationäre Verformung erholungsbestimmt, wenn man r bzw. $\dot{\gamma}_s$ als Erholungsraten auffaßt. Die Frage ist nur, durch welchen thermisch aktivierten Prozeß Erholung ihrerseits bestimmt wird. Diese Frage soll im folgenden näher behandelt werden.

Wie in den vorangegangenen Kapiteln gezeigt, kann die Geschwindigkeit stationärer Verformung ausgehend von der Grundgleichung plastischer Verformung (16) auf zwei verschiedene, sich ergänzende Weisen ausgedrückt werden (Gleichungen (17) und (29)). In diesem Abschnitt formulieren wir die Grundgleichung auf eine dritte Art um. Vorher machen wir uns klar, daß es während stationärer Verformung keine auf Dauer unbeweglichen Versetzungen geben kann. Gäbe es nämlich solche, so würde ihre Zahl bei einer endlichen Wahrscheinlichkeit der Bildung solcher dauernd unbeweglicher Reaktionsprodukte monoton zunehmen im Gegensatz zu der Voraussetzung, daß ein stationärer Zustand eingestellt sei. Dies bedeutet, daß alle individuellen Versetzungsringe, aus denen man sich im Prinzip die gesamte Versetzungsstruktur aufgebaut denken kann, konti-

nuierlich wachsen müssen. Dies tun sie entweder durch Gleitung oder durch Zusammenwachsen mit anderen Versetzungsringen gleichen Burgersvektors (Bild 17), bis sie schließlich an einer inneren oder äußeren Oberfläche austreten. Zur Bestimmung der von den Versetzungen pro Volumen V und Zeitelement dt überstrichenen Fläche dA bietet sich die Betrachtung eines mittleren Subkorns an. Der Ausdruck $V^{-1}dA/dt$ ist gegeben als Produkt aus der Zahl n_L der Versetzungen pro Volumen und Zeit, die ein mittleres Subkorn überquert haben, und der mittleren Subkornquerschnittsfläche L^2 :

$$V^{-1}dA/dt = L^2 n_L \quad (35)$$

n_L kann ausgedrückt werden als Quotient aus der Abbaugeschwindigkeit $\dot{\phi}_b^-$ von Subkornrenzversetzungen pro Volumen und derjenigen Subkornrenzversetzungslänge l_b^- , die pro "Elementarereignis" - Subkornüberquerung durch eine Versetzung - abzubauen ist, damit die Versetzungsstruktur im stationären Zustand bleibt:

$$n_L = \dot{\phi}_b^- / l_b^- \quad (36)$$

Der zeitliche Ablauf eines solchen Elementarereignisses ist in schematischer Form ohne Berücksichtigung der Versetzungswechselwirkungen im Subkorninnern in Bild 31 dargestellt. Man kan sich leicht überlegen, daß die kleinen Abstände der Subkornrenzversetzungen ohne hohe Spannungskonzentration nicht erlauben, daß gleitende Versetzungen die Subkorn Grenzen großrämig durchdringen können. Daher ist zu erwarten, daß die Über-

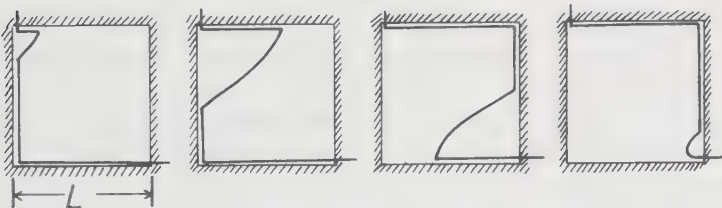


Bild 31 Zeitlicher Ablauf der Überquerung eines quadratischen Subkornquerschnitts durch eine Versetzung. Längs der einen Hälfte des Subkornumfangs erfolgt Einbau, längs der anderen Hälfte Abbau von Versetzungslänge, so daß die gesamte Subkornrenzversetzungslänge unverändert bleibt.

windung der Subkorn Grenzen nach dem Strickmechanismus erfolgt in Übereinstimmung mit der elektronenmikroskopischen Beobachtung. Durch Stricken wird längs des Umfangs $4L$ eines mittleren Subkorns die Versetzungslinienlänge in der Subkorn Grenze auf einer gewissen Länge $z^+ l_b^+$ um l_b^+ erhöht, auf einer weiteren Länge $l_b^- = z^- 4 L$ bleibt sie bei geeignetem Winkel δ (vgl. Abschnitt 4.32) oder aufgrund von Rekombination /83, 98/ unverändert, und auf der restlichen Länge $z^- l_b^-$ wird sie um l_b^- verringert:

$$z^+ l_b^+ + z^- l_b^- = 4 L (1 - z^r) \quad (37)$$

Erhöhung und Erniedrigung der Versetzungslänge müssen sich unter stationären Bedingungen die Waage halten:

$$l_b^+ = l_b^- \quad (38)$$

Aus der Zusammenfassung der Gleichungen (16) und (35) bis (38) erhalten wir:

$$\dot{\epsilon}_s = (b/M)(z_4/4) L \dot{\phi}_b^- \quad (39)$$

Der Zahlenfaktor

$$z_4 = 4L/l_b^- = (z^+ + z^-)/(1 - z^r) \quad (40)$$

stellt das reziproke Verhältnis der pro Länge der Reaktionsspur, die eine Versetzung des Subkorninnern in einer Subkorn Grenze hinterlassen hat, vernichteten Subkorn Grenzversetzungslänge dar. Da z^+ und z^- von der Größenordnung 1 sind, hat z_4 für $z^r=0$, d.h. keine Rekombination, den Minimalwert von etwa 2. Dies entspricht dem in Bild 31 gezeigten Fall: längs der Hälfte der Reaktionsspur in der Subkorn Grenze erfolgt Vernichtung, längs der zweiten Hälfte Erzeugung von Subkorn Grenzversetzungslänge. Gleichung (39) hat Ähnlichkeit mit Gleichung (29). Aus der Ableitung ergibt sich aber, daß sie im Gegensatz zu (29), die die Gesamtversetzungsvernichtungsrate als experimentell erfaßbare Größe enthielt, nicht an die Voraussetzung gebunden ist, daß im Subkorninnern keine Versetzungsvernichtung passiert.

Zur Weiterbehandlung der Gleichung (39) stellen wir fest, daß $\dot{\phi}_b^-$ proportional zur Subkorn Grenzfläche pro Volumen und zur Abnahmerate der Subkorn Grenzversetzungslänge pro Sub-

korngrenzfläche, $\dot{I}_A^-$, ist:

$$\dot{Q}_b^- = S_V \dot{I}_A^- \quad (41)$$

Der Term $\dot{I}_A^-$ soll Auflösung von Subkorngrenzen mit einschließen ($S_V = \text{const.}$ bei stationärer Verformung bei fester Spannung und Temperatur). Einsetzen in Gleichung (39) liefert wegen Beziehung (2) das schon früher erhaltene /8, 99/, von Weertman /86/ als bemerkenswert bezeichnete Ergebnis, daß die stationäre Verformungsrate nicht direkt von der Subkorngröße, sondern nur von den Erholungsvorgängen an den Subkorngrenzen abhängt:

$$\dot{E}_S = (b/M)(z_4/2) \dot{I}_A^- \quad (42)$$

Wenn der Abbau von Subkorngrenzversetzungslänge nur durch Ausstricken einzelner Versetzungen zustandekommt, kann $\dot{I}_A^-$ geschrieben werden als Produkt aus der Zahl der "Ausstrickpunkte" pro Subkorngrenzfläche, N^- , und der mittleren Geschwindigkeit v^- , mit der sich diese entlang den Subkorngrenzen bewegen:

$$\dot{I}_A^- = N^- v^- / z^- \quad (43)$$

Der Faktor z^- berücksichtigt wieder, daß die Länge der Reaktionsspur, auf der Ausstricken geschieht, von der abgebauten Subkorngrenzversetzungslänge leicht verschieden sein kann.

Aus der Definition von z_4 ergibt sich direkt:

$$z_4 = N_{\text{tot}} \bar{v} / (N^- v^- / z^-) \quad (44)$$

Die Gesamtzahl der Strickpunkte pro Subkorngrenzfläche, N_{tot} , d.h. die Dichte der Verknüpfungspunkte von Versetzungen des Subkorninnern mit Subkorngrenzen, ist pro Subkorn bei statistischer Anordnung der Versetzungslinien $Q_1/2$. Da jede Subkorngrenze zwei Subkörner begrenzt, ist

$$N_{\text{tot}} = Q_1 \quad (45)$$

Die mittlere Geschwindigkeit, mit der sich die Strickpunkte entlang den Subkorngrenzen bewegen, ist nach Bild 31 2v, da bei Überquerung eines Subkorns durch eine Versetzung (Distanz L) mit der Geschwindigkeit v jeder Strickpunkt der Versetzung die doppelte Strecke (2L) zurücklegt:

$$\bar{v} = 2 v \quad (46)$$

Aus den Gleichungen (42) bis (46) folgt:

$$\dot{\epsilon}_s = (b/M) \varrho_i v \quad (47)$$

Dies ist die Grundgleichung der plastischen Verformung in der Form (17) für den angenommenen Fall $\hat{\varrho} = \varrho_i$. Ein über diese Gleichung hinausgehendes Ergebnis war nach den gemachten Voraussetzungen nicht zu erwarten. Es hätte nur erhalten werden können, wenn ein vom Gleiten der Versetzungen des Subkorninnern unabhängiger Ausdruck für $\dot{\bar{L}}_A$ verwendet worden wäre. Nach den Überlegungen im Abschnitt 4.32 zur Kopplung von Gleitung im Subkorninnern und Erholung in den Subkorn Grenzen sollte dies aber gerade nicht möglich sein.

Wir haben bisher Ausstricken durch Subkorn Grenz wandern nicht betrachtet. Bei Einbeziehung dieses Vorgangs müssen die Gleichungen (45) und (46) abgeändert werden, da nun

$$N_{\text{tot}} > \varrho_i \quad (48)$$

und

$$\bar{v} < v \quad (49)$$

gilt. Da nach Exell und Warrington /41/ Wandern von Subkorn Grenzen nur einen geringen Beitrag zur Verformungsgeschwindigkeit leistet, kann aber bereits Gleichung (47) als ausreichende Näherung betrachtet werden.

5.2 Effektive Spannung

Im letzten Abschnitt wurde begründet, daß das Strickmodell in seiner jetzigen Form auf die Grundgleichung plastischer Verformung zurückführt. Leider ist, wie in Kapitel 3 ausgeführt, diese Gleichung insofern unzureichend, als selbst, wenn man von thermisch aktiviertem Versetzungsgleiten ausgeht, die entscheidenden Größen ΔG_0 und ΔW_m nicht aus der stationären Versetzungsstruktur abgeleitet werden können. Sicher ist, daß diese Größen nicht sehr kristallstruktur-empfindlich sein dürfen (geeignete Normierung etwa durch die Aktivierungsenergie für Selbstdiffusion vorausgesetzt), da

unabhängig von der Kristallstruktur qualitativ sehr ähnliche, stationäre $\dot{\epsilon}$ - σ - und $\dot{\epsilon}$ -T-Abhängigkeiten gefunden werden. Beispiele liefern etwa NaCl /49/ und Si /100/, deren Verhalten dem der kfz Metalle sehr ähnlich ist ("power law breakdown" bei 10^{-4} bis 10^{-3} σ/G). Auch wenn die Ansätze $56/\Delta W_m = \Delta W$ und $\Delta a \propto 1/\phi_1 L$ auch in ähnlich dem untersuchten AlZn gelagerten Fällen Gültigkeit haben sollten, was sich sicher nur auf einen begrenzten Bereich mittlerer Spannungen beziehen kann, bleibt als Wichtigstes die offene Frage nach der Natur der effektiven Spannung σ^* . Wollte man, wie bisher allgemein üblich /7/, σ^* als

$$\sigma^* = \sigma - \gamma G b^{1/2} \quad \gamma = \text{const.} \quad (50)$$

ausdrücken, ergäben sich die in Abschnitt 3.32 ausführlich diskutierten Schwierigkeiten. Für die Weiterentwicklung der Modellvorstellungen ist daher ein besseres Verständnis von σ^* vordringlich.

Gleichung (15) für σ_G geht davon aus, daß die Versetzungsdichte ϕ Hindernischarakter hat. Der in der modellmäßigen Ableitung von (15) betrachtete Idealfall ist die Bewegung einer Testversetzung durch das ortsfeste Spannungsfeld der übrigen Versetzungen unter der Wirkung der äußeren Spannung. Bei der Hochtemperaturverformung sieht die Wirklichkeit extrem anders aus: Aufgrund laufender Erholung gibt es, wie schon oben dargestellt, keine absolut unbeweglichen Versetzungen. Die gesamte Versetzungsanordnung befindet sich vielmehr in einem dauernden Umordnungsprozeß. Die treibende Kraft für die Umordnung ist die Möglichkeit, Versetzungslinienenergie einzusparen. Bezüglich der gleitenden Bewegung von Versetzungen hat daher jede Versetzungsanordnung zwei entgegengesetzte Wirkungen:

- a) Sie stellt ein Hindernis gegenüber weiterem Gleiten dar.
- b) Sie ist die Quelle treibender Kraft für Versetzungsbewegung mit dem Ziel der Verringerung von Versetzungslinienenergie.

Da der Vorgang b), wie in Abschnitt 4.31 erläutert, sowohl positive als auch negative Beiträge zur Verformung liefern kann, erfolgt, wie in Abschnitt 3.32 beschrieben, bei gegebener Restspannung $\sigma - \Delta\sigma$ ein "erholungsbegleitendes Kriechen", selbst wenn nach (50) die effektive Spannung formal negativ ist. Die angelegte Spannung führt zu einer Polarisierung der Erholungsvorgänge und bevorzugt diejenigen, die einen positiven Beitrag zur Verformung leisten. Auf diese Weise läßt sich das anomale Übergangskriechen qualitativ erklären.

Ein möglicher Ansatz für eine vollständige Beschreibung von σ^* wäre, die Beziehung (50) um einen positiven, von der Geschwindigkeit erholungswirksamer Umordnungsprozesse abhängigen Term zu erweitern:

$$\sigma^* = (\alpha - \gamma) G b \dot{\gamma}^{1/2} + \sigma_R^*(T, \dot{\epsilon}, \dots) \quad (51)$$

Bei der Formulierung der Beziehung (51) ist von der Beziehung (4) für den Zusammenhang zwischen Versetzungsdichte und Spannung Gebrauch gemacht worden. Im einfachsten Fall wäre $\alpha = \gamma$ und damit σ^* voll auf den Erholungsterm σ_R^* zurückzuführen, während $\dot{\gamma}$ stets seinen durch die elastischen Spannungsfelder der Versetzungen bedingten Maximalwert hätte, der bei tiefer Temperatur, also beim Fehlen von Erholungsvorgängen, dem vollständig verfestigten Zustand ($\dot{\epsilon}=0$) entspricht. Auf diese Weise ließe sich der Wert $\alpha = 1/3$ (für $\dot{\gamma} = \dot{\gamma}_i$) erklären. Die entscheidende Rolle für σ_R^* könnten die Umordnungsvorgänge in Subkorn Grenzen spielen, etwa der Ausgleich unterschiedlicher, langreichweitige Spannungen verursachender Maschenweiten in Subkorn Grenzen und Verknüpfungsreaktionen, wie sie zwischen Versetzungsringen gleichen Burgersvektors nach Bild 18 und Bild 31 an Subkorn Grenztripelpunkten erforderlich sind, um das Ausstricken zu ermöglichen. Ein einfaches Beispiel möge dies erläutern: Der "Ausstrickpunkt", an dem Versetzungslinienlänge abgebaut wird (Bild 31), wird durch die Linienspannung der Subkorn Grenzversetzung vorangezogen. Durch das Spannungsfeld

der zurückbleibenden Laufmasche wird eine entgegengesetzt gerichtete Kraft auf den Ausstrickpunkt ausgeübt. Durch einen Ausgleich der Maschenweiten kann diese rücktreibende Kraft abgebaut und damit die Spannung, einschließlich der effektiven Spannungskomponente, die auf die Versetzungslinie des Subkorninnern wirkt, erhöht werden.

Eine quantitative Beschreibung des Terms σ_r^* scheint angesichts der komplexen, viele Versetzungen umfassenden, kooperativen Bewegungsvorgänge der Versetzungen bei Hochtemperaturverformung schwierig. Als naheliegendste Aufgabe erscheint, die hier aus relativ wenigen Experimenten abgeleitete Arbeitshypothese der Existenz eines erholungsbedingten Terms σ_r^* experimentell abzusichern und ggf. die Temperatur- und $\dot{\epsilon}$ - bzw. σ -Abhängigkeit dieser Größe zu erfassen.

5.3 Anwendungsbereich des Strickmodells

Es bleibt die Frage, inwieweit die bisher entwickelten Modellvorstellungen für die Beherrschung des Verformungsverhaltens technischer Werkstoffe relevant sind. Eine Aussage dazu bietet sich nach dem im letzten Abschnitt Gesagten unmittelbar an. Sie betrifft die in zahlreichen Übersichtsartikeln (z.B. /101, 102/) behandelte Möglichkeit einer Sonderform der Thermomechanischen Vorbehandlungen und zwar der Substrukturhärtung. Für eine Versetzungssubstruktur muß das gleiche gelten, was für Versetzungen allgemein gesagt worden ist: Nur beim Fehlen von Erholungsprozessen dominiert die Hinderniswirkung einer Substruktur. Treten aber bei hoher Temperatur und niedriger Beanspruchungsgeschwindigkeit Erholungsprozesse in Erscheinung, kann "Substrukturhärtung" durch das Auftreten von erholungsbegleitendem Kriechen u.U. nicht nur keine positive, sondern möglicherweise sogar negative Auswirkungen auf den Verformungswiderstand haben. Die Einführung einer Substruktur ist daher nur bei relativ niedriger, homologer Temperatur von Nutzen. Sie stellt kein geeignetes Mittel dar,

um den Kriechwiderstand im eigentlichen Bereich des Hochtemperaturkriechens bei hoher homologer Temperatur zu verbessern. Die Existenz erholungsbegleitenden Kriechens ließ sich im Fall einer substrukturgehärteten AlMgMn-Legierung nachweisen /103/.

Damit die auf der Existenz von Subkorn Grenzen wesentlich beruhenden Vorstellung zur stationären Verformung nach dem Strickmodell auf das Kriechverhalten nicht substrukturgehärteter Legierungen anwendbar sind, ist erforderlich, daß sich auch in Legierungen eine Substruktur als stationäre Versetzungsstruktur einstellt. Die Meinungen hierüber gehen teilweise auseinander. Es soll und kann nicht bestritten werden, daß die volle Ausbildung einer stationären Subkornstruktur beim Kriechen komplexer Legierungen häufig kaum oder gar nicht beobachtet werden kann. Dies kann dadurch erklärt werden, daß die Versetzungsstrukturentwicklung in einem metastabilen Zustand steckenbleibt, wie es bei zyklischer Beanspruchung vorkommt, oder - bei normalem Hochtemperaturkriechen der Regelfall - daß die Weiterentwicklung der Versetzungsstruktur in Richtung auf den stationären Zustand durch Bruch unterbrochen wird. Im letzteren Fall kommt ein makroskopischer "stationärer Zustand" im Sinne von Gleichung (1) lediglich durch ein vorübergehendes Gleichgewicht von Ver- und Entfestigungsvorgängen (einschließlich Bruch) zustande /104/. Gleichwohl bleibt die stationäre Versetzungsstruktur zumindest als Grenzfall der Versetzungsstrukturentwicklung von Interesse.

In den bisher nachgeprüften Fällen konnte stets die Entstehung einer stationären Subkornstruktur gefunden werden, auch wenn in der Literatur dazu entgegengesetzte Angaben vorlagen. Die untersuchten Fälle betreffen Aluminiumlegierungen und zwar Al-5%Mg als klassisches Beispiel starker Mischkristallhärtung /77/ sowie die θ' - bzw. S-gehärteten AlCu-Basislegierungen AlCuMgPb /105/, RR 58 /106/ und RR 350 /39/.

Bei den Untersuchungen stellte sich allerdings heraus, daß komplexe, gehärtete Legierungen sich i.a. bei Kriechverformung sehr inhomogen verhalten. Dies geschieht insbesondere dann, wenn durch lokale Verformung entfestigende Gefügeänderungen induziert werden. Die Gefügeänderungen und die damit zusammenhängende Inhomogenität der Verformung konnten an den Θ' -gehärteten Legierungen durch Anwendung einer einfachen Ätzmethode lichtoptisch sichtbar gemacht werden /39, 105, 107/. Die Inhomogenität der Verformung muß natürlich bei der Frage nach der Ausbildung stationärer Versetzungsstrukturen entscheidend berücksichtigt werden, da man stationäre Versetzungsanordnungen entsprechend den spannungsabhängigen Übergangskriechverformungsgraden, die zu ihrer Einstellung notwendig sind, nur in den hinreichend stark verformten Probesteilen erwarten darf. Dies wurde auch gefunden /39/. Bild 3 b zeigt, daß die Subkorngrößendaten, die für die Legierung RR 350 gefunden wurden, genau denen entsprechen, die man für reines Aluminium bei gleicher (normierter) Spannung erwarten würde. Das Strickmodell ist daher - bei Berücksichtigung der Inhomogenität des mechanischen Verhaltens - auch auf komplexe Legierungen anwendbar.

Literaturverzeichnis

- 1 A. Seeger, Handbuch d. Physik VII, 2, S. 1, hrsg.
v. S. Flügge, Berlin, Göttingen, Heidelberg: Springer
1958
- 2 A. Seeger, M. Wilkens in: Reinststoffprobleme III,
Realstruktur und Eigenschaften von Reinststoffen,
S. 29, Berlin: Akademie-Verlag 1967
- 3 H. Mughrabi in: Constitutive Equations in Plasticity,
S. 199, hrsg. v. A. S. Argon, Cambridge (Mass.),
London: MIT-Press 1975
- 4 E. Göttler, Phil. Mag. 28 (1973) 1057
- 5 U. F. Kocks, Trans. ASME, J. Eng. Mater. Techn. 98
(1976) 76
- 6 H. Mecking in: Work hardening in tension and fatigue,
S. 67, hrsg. v. A. W. Thompson, AIME 1977
- 7 B. Ilshner, Hochtemperaturplastizität, Berlin,
Heidelberg, New York: Springer 1973
- 8 W. Blum, phys. stat. sol. (b) 45 (1971) 561
- 9 P. Haasen, Physikalische Metallkunde, Berlin,
Heidelberg, New York: Springer 1975
- 10 H. Mecking, K. Lücke, Acta Met. 17 (1969) 279
- 11 H. Mecking, G. Gottstein in: Recrystallization of
metallic materials, 2. Aufl., hrsg. v. F. Haebner,
Stuttgart: Dr. Riederer 1978
- 12 O. D. Sherby, C. M. Young in: Rate processes in
plastic deformation of materials, S. 497, hrsg. v.
J. C. M. Li, A. K. Mukherjee, American Society for
Metals 1975
- 13 W. Blum, G. König, R. Singer, unveröff.
- 14 W. Blum, B. Ilshner, phys. stat. sol. 20 (1967) 629
- 15 J. J. Jonas, Acta Met. 17 (1969) 397
- 16 J. J. Jonas, H. J. McQueen, W. A. Wong in: Deformation
under hot working conditions (SP 108), London:
Iron and Steel Inst. 1968

- 17 H. J. McQueen, J. J. Jonas in: Treatise on Materials Science and Technology Vol. 6, Plastic deformation of materials, S. 393, hrsg. v. R. J. Arsenault, New York, San Francisco, London: Academic Press 1975
- 18 M. M. Myshlyaev in: Proc. Int. Conf. Strength of Metals and Alloys 4, S. 1037, Nancy 1976
- 19 W. Blum, Dissertation, Erlangen 1969
- 20 D. Neubert, phys. stat. sol. 35 (1969) 771
- 21 J. D. Boyd, J. D. Embury, C. M. Sargent, Scripta Met. 10 (1976) 901
- 22 C. S. Smith, L. Guttman, Trans AIME 197 (1953) 81
- 23 A. K. Mukherjee in: Treatise on Materials Science and Technology, Vol. 6, Plastic deformation of materials, S. 163, hrsg. v. R. J. Arsenault, New York, San Francisco, London: Academic Press 1975
- 24 P. M. Burke, Ph. D. Dissertation, Stanford 1968
- 25 C. M. Young, S. L. Robinson, O. D. Sherby, Acta Met. 23 (1975) 633
- 26 Daten aus großenteils unveröffentlichten, zusammen mit A. Absenger, R. Dennerlein, J. Hausselt, G. König, D. Lenz, W. Nowak, R. Singer und D. Stieglitz durchgeführten Arbeiten
- 27 G. Streb, B. Reppich, phys. stat. sol. (a) 16 (1973) 493
- 28 A. Absenger, W. Blum, Research Abstract ERAMS - I/TR 50 Erlangen 1977
- 29 G. König, W. Blum, unveröff.
- 30 J.-P. A. Immrigeon, J. J. Jonas, Acta Met. 19 (1971) 1053
- 31 W. Hüther, B. Reppich, Phil. Mag. 28 (1973) 363
- 32 J. Hausselt, W. Blum, Acta Met. 24 (1976) 1027
- 33 R. Feilhauer, W. Blum, unveröff.
- 34 S. Takeuchi, A. S. Argon, J. Mater. Sci. 11 (1976) 1566
- 35 A. Orlova, Z. Tobolova, J. Cadek, Phil. Mag. 26 (1972) 1263

- 36 M. R. Staker, D. L. Holt, *Acta Met.* 20 (1972) 569
- 37 S. Karashima, T. Iikubo, T. Watanabe, H. Oikawa,
Trans. Japan. Inst. Metals 12 (1971) 369
- 38 D. Stieglitz, W. Blum, Research Abstract ERAMS -
I/TR 40, Erlangen 1976
- 39 R. Singer, W. Blum, unveröff.
- 40 F. Schuh, Dissertation, Erlangen 1973
- 41 S. Exell, D. Warrington, *Phil. Mag.* 26 (1972) 1121
- 42 W. Blum, unveröff.
- 43 F. Schuh, M. v. Heimendahl, *Z. Metallkde.* 65 (1974)
346
- 44 P. W. Chen, C. T. Young, J. L. Lytton in: Rate
processes in plastic deformation of materials, S. 605
hrsg. v. J. C. M. Li, A. K. Mukherjee, American
Society for Metals 1975
- 45 W. Blum, R. Dennerlein, unveröff.
- 46 U. F. Kocks, A. S. Argon, M. F. Ashby, *Progr. Mater.*
Sci. 19 (1975) 1
- 47 W. Blum, B. Reppich, *Acta Met.* 17 (1969) 955
- 48 A. Fuchs, B. Ilschner, *Acta Met.* 17 (1969) 701
- 49 W. Blum, *Phil. Mag.* 28 (1973) 245
- 50 G. B. Gibbs, *Phil. Mag.* 13 (1966) 317
- 51 C. K. L. Davies, P. W. Davies, B. Wilshire, *Phil.*
Mag. 12 (1965) 827
- 52 P. W. Davies, G. Nemes, N. R. Williams, B. Wilshire,
Metal Sci. J. 7 (1973) 87
- 53 J. M. Birch, B. Wilshire, *Phil. Mag.* 30 (1974) 1023
- 54 P. Öström, R. Lagneborg, *J. Eng. Mater. Techn.* 98
(1976) 114
- 55 W. Blum, J. Hausselt, G. König, *Acta Met.* 24 (1976)
293
- 56 G. König, W. Blum, *Acta Met.* 25 (1977) 1531
- 57 J. Hausselt, *Scripta Met.* 10 (1976) 565
- 58 J. Weertman, *Trans. AIME* 233 (1965) 2069
- 59 W. A. Coghan, W. D. Nix, *Metall. Trans.* 1 (1970) 1889

- 60 W. Blum, Z. Metallkde. 63 (1972) 757
61 D. H. Sastry, M. J. Luton, J. J. Jonas, Phil. Mag.
30 (1974) 115
62 N. Jaffe, J. E. Dorn, Trans. AIME 224 (1962) 1167
63 A. A. Solomon, Rev. Sci. Instrum. 40 (1969) 1025
64 C. N. Ahlquist, W. D. Nix, Scripta Met. 3 (1969) 679
65 C. N. Ahlquist, W. D. Nix, Acta Met. 19 (1971) 373
66 G. J. Lloyd, R. J. McElroy, Acta Met. 22 (1974) 339
67 H. Neuhäuser, Habilitationsschrift, Braunschweig 1975
68 J. P. Poirier, Acta Met. 25 (1977) 913
69 R. Quast, W. Blum, unveröff.
70 R. W. Bailey, J. Inst. Met. 35 (1926) 27
71 E. Orowan, J. West. Scotl. Iron St. Inst. 54 (1946/
47) 45
72 S. K. Mitra, D. McLean, Proc. Roy. Soc. A 295 (1966)
288
73 S. K. Mitra, D. McLean, Met. Sci. J. 1 (1967) 192
74 C. R. Barrett, C. N. Ahlquist, W. D. Nix, Metal Sci.
J. 4 (1970) 41
75 H. Mecking, H. Fischer, pers. Mitt.
76 H. Mecking, U. F. Kocks, H. Fischer, Proc. Int. Conf.
Strength of Metals and Alloys 4, S. 334, Nancy 1976
77 W. Nowak, W. Blum, Research Abstract ERAMS - I/TR 36
Erlangen 1976
78 J. Weertman, J. Appl. Phys. 26 (1955) 1213
79 J. Weertman, J. Appl. Phys. 28 (1957) 362
80 J. Weertman, Trans. ASM 61 (1968) 681
81 W. Blum, Z. Metallkde. 68 (1977) 484
82 V. K. Lindroos, H. M. Miekko-oja, Phil. Mag. 16 (1967)
593
83 B. Reppich, W. Hüther, Phil. Mag. 30 (1974) 1009
84 B. Ilshner in: Constitutive equations in plasticity,
S. 469, hrsg. v. A. S. Argon, Cambridge (Mass.),
London: MIT-Press 1975
85 J. Hausselt, Dissertation, Erlangen 1975

- 86 J. Weertman in: Rate processes in plastic deformation of materials, S. 315, hrsg. v. J. C. M. Li, A. K. Mukherjee, American Society for Metals 1975
- 87 H. P. Stüwe, Acta Met. 13 (1965) 1337
- 88 J. Weertman, J. R. Weertman in: Physical Metallurgy, S. 793, hrsg. v. R. W. Cahn, Amsterdam: North Holland 1965
- 89 O. D. Sherby, P. M. Burke, Progr. Mater. Sci. 13 (1967) 325
- 90 J. Friedel, Dislocations, Oxford: Addison-Wesley 1964
- 91 W. Witzel, H. P. Stüwe, Z. Metallkde. 64 (1973) 33
- 92 P. E. Armstrong, W. V. Green, O. D. Sherby, E. G. Zukas, Acta Met. 21 (1973) 1319
- 93 W. Witzel, Z. Metallkde. 68 (1977) 153
- 94 J. Hausselt, W. Blum, unveröff.
- 95 S. Amelinckx, W. Dekeyser in: Solid State Phys. 8 (1959) 327
- 96 H. M. Miekko-oja, V. K. Lindroos in: Constitutive equations in plasticity, S. 327, hrsg. v. A. S. Argon, Cambridge (Mass.): MIT-Press 1975
- 97 V. K. Lindroos, H. M. Miekko-oja, Phil. Mag. 17 (1968) 119
- 98 C. Schwink, E. Göttler, Acta Met. 24 (1976) 173
- 99 L. I. Ivanov, V. A. Yanushkevich, Fiz. Metallov. Metallovedenie 17 (1964) 112
- 100 H. Siethoff, W. Schröter, eingereicht bei Phil. Mag.
- 101 R. J. McElroy, Z. C. Szekopiak, Int. Metall. Rev. 17 (1972) 175
- 102 H. J. McQueen, Opening Address in the Seminar "Mechanical-Thermal Processing and Dislocation Substructure Strengthening, Las Vegas 1976
- 103 R. Kreutzer, W. Blum, F. Schuh, Research Abstract ERAMS - TR 45, Erlangen 1977
- 104 W. Blum, J. Hausselt, J. Schneibel, Aluminium 51 (1975) 145

- 105 J. Schneibel, R. Singer, W. Blum, Z. Metallkde. 68
(1977) 538
- 106 R. Singer, W. Blum, Z. Metallkde. 68 (1977) 328
- 107 M. v. Heimendahl, W. Blum, R. Singer, G. Schumann,
Prakt. Metallogr., im Druck

Copy-Center 2000

852 ERLANGEN · Obere Karlstr. 30
Tel. 09131-26197